

Université de Montréal

Étude du taux de formation d'étoiles dans les galaxies du *Gemini Deep Deep Survey*

par
Stéphanie Juneau
Département de physique
Faculté des arts et des sciences

11634508

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M. Sc.)
en physique

Juin, 2005

©Stéphanie Juneau, 2005



QC

3

U54

2005

V. 027



AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude du taux de formation d'étoiles dans les galaxies du *Gemini Deep Deep Survey*

présenté par:

Stéphanie Juneau

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bastien,	président-rapporteur
René Doyon,	directeur de recherche
Daniel Nadeau,	codirecteur de recherche
Claude Carignan,	membre du jury

Mémoire accepté le: _____

Table des matières

1	Introduction	4
1.1	Définition	5
1.2	Indicateurs du taux de formation d'étoiles	6
1.3	Historique	7
1.3.1	Diagramme de Lilly-Madau	7
1.3.2	Calibrage du taux de formation d'étoiles	10
2	Observations	18
2.1	<i>Gemini Deep Deep Survey</i>	18
2.2	Traitement des données	21
2.3	Choix et propriétés de l'échantillon	25
3	Méthodologie	27
3.1	Indicateurs du taux de formation d'étoiles	27
3.1.1	Émission dans l'ultraviolet	27
3.1.2	Raie d'émission [OII] λ 3727	28
3.2	Flux de la raie d'émission	30
3.3	Conversion en taux de formation d'étoiles	30
3.4	Taux de formation d'étoiles global	32
4	Mass Dependent Star Formation Rate Density	40
4.1	Présentation de l'article	40
4.2	Abstract	42
4.3	Introduction	42
4.4	Data and Sample Selection	43
4.5	Method	43
4.6	Star Formation Rates	44
4.7	SFRD and Characteristic growth Timescale	45
4.8	Discussion and Summary	47
4.9	Acknowledgments	47

5	Discussion	52
5.1	Comparaison des indicateurs du taux de formation d'étoiles	52
5.2	Obscuration par la poussière interstellaire	53
5.3	Évolution des galaxies	56
6	Sommaire et conclusion	58
6.1	Combien d'étoiles naissent chaque année?	58
6.2	Est-ce que les galaxies les plus massives se sont formées en premier?	59
6.3	Perspectives	60
A	Décalage spectral maximal z_{max}	66

Liste des tableaux

1.1	Diagnostics du taux de formation d'étoiles publiés par Kennicutt (1998)	13
2.1	Aperçu des observations	19
3.1	Mesures du taux de formation d'étoiles	34

Table des figures

1.1	Diagramme de Lilly-Madau	9
1.2	Compilation de Hopkins (2004)	11
1.3	Évolution des indicateurs du taux de formation d'étoiles	12
1.4	Courbes d'obscurisation par les poussières interstellaires	14
1.5	Dégénérescence entre l'âge et l'extinction par la poussière	17
2.1	Histogramme bidimensionnel de la fraction d'échantillonnage	20
2.2	Fonctionnement du mode <i>nod-and-shuffle</i>	22
2.3	Données spectroscopiques bidimensionnelles	23
2.4	Exemple d'extraction d'un spectre 1D avec iGDDS	24
2.5	Spectres composites du GDDS	25
2.6	Sous-ensemble des galaxies choisies	26
3.1	Modélisation de la raie OII avec une gaussienne	31
4.1	Fig. 1 de l'article : GDDS Star Formation Rates	49
4.2	Fig. 2 de l'article : GDDS Star Formation Rate Density	50
4.3	Fig. 3 de l'article : Characteristic timescale of stellar mass growth	51
5.1	Correspondance entre TFE(OII) et TFE(M_{2000})	54
5.2	Spectre composite de galaxies à $0.4 < z < 1$	55
A.1	Illustration du décalage spectral maximal z_{max}	67

Sommaire

Le taux de formation d'étoiles (TFE) est déterminé pour des galaxies observées lors du programme *Gemini Deep Deep Survey* (GDDS). L'échantillon choisi couvre l'intervalle de décalage spectral $0,8 < z < 2$, ce qui correspond à une époque à laquelle l'univers passe de $1/4$ à $1/2$ de son âge. Les indicateurs disponibles pour estimer le taux de formation d'étoiles sont la raie d'émission $[\text{OII}]\lambda 3727\text{\AA}$ et le continu stellaire dans l'ultraviolet ($\lambda = 2000\text{ \AA}$). La conclusion principale de l'étude des galaxies individuelles est une diminution de leur taux de formation d'étoiles d'un facteur 10 entre $z = 1,8$ et $z = 0,8$, ce qui couvre une époque d'environ trois milliards d'années.

Le calcul du taux global de formation d'étoiles est réalisé à l'aide de la méthode $1/V_{\text{max}}$. L'époque entre $z = 0,8$ et $z = 2$ est divisée en trois éléments de volume afin d'étudier l'évolution de la formation des étoiles dans les galaxies au cours de l'histoire cosmique. Un des résultats clés présentés dans ce mémoire est la différence très nette du comportement du taux de formation d'étoiles dans les galaxies selon leur masse totale en étoiles (M_*). Le taux de formation d'étoiles dans les galaxies les plus massives ($M_* > 10^{10,8} M_\odot$) est six fois plus élevé à $z = 2$ que sa valeur actuelle. Il diminue rapidement à partir de $z = 2$ pour atteindre sa valeur actuelle dès $z = 1$. En contrepartie, les galaxies de masse intermédiaire ($10^{10,2} < M_* < 10^{10,8} M_\odot$) montrent une activité de formation stellaire qui diminue plus graduellement et qui pourrait atteindre un maximum ou un plateau vers $z = 1,5$. Le rapport entre la densité de masse stellaire (ρ_{M_*}) et la densité du taux de formation d'étoiles (ρ_{TFE}) donne le temps caractéristique de formation d'étoiles ($t_{\text{TFE}} \equiv \rho_{M_*}/\rho_{\text{TFE}}$), qui permet d'identifier une époque de transition durant laquelle les galaxies passent d'un mode *actif* de formation d'étoile vers un mode *atténué*. Cette transition s'effectue vers $z = 2$ dans les systèmes ayant la plus grande masse stellaire et vers $z = 1$ pour les systèmes de masse intermédiaire. Les résultats montrent que la formation des étoiles dans les galaxies s'est produite dans les galaxies les plus massives d'abord, puis dans les galaxies de masse stellaire de plus en plus petite. Les galaxies les plus massives ont formé la plupart de leurs étoiles très tôt, alors que l'univers a moins de trois milliards d'années. Quant aux galaxies de masse intermédiaire, l'activité importante de formation stellaire se poursuit pendant deux milliards d'années supplémentaires. Enfin, le taux de formation d'étoiles des galaxies les moins massives ($M_* < 10^{10,2} M_\odot$) indique qu'elles sont en formation durant la totalité de l'intervalle de temps cosmique exploré par le GDDS.

Cette vision de l'évolution des galaxies appuie le concept communément appelé *downsizing*, selon lequel les galaxies les plus massives s'assemblent en premier et la formation des galaxies se poursuit graduellement vers le bas de l'échelle de masse.

Mots clefs :

Galaxies: formation — Galaxies: évolution

Abstract

The cosmic star formation rate (SFR) and its dependence on galaxy stellar mass is examined over the redshift range $0.8 < z < 2$ using data from the Gemini Deep Deep Survey (GDDS). The luminosity of the $[\text{OII}]\lambda 3727\text{\AA}$ emission line and the ultraviolet continuum at $\lambda = 2000\text{\AA}$ both probe the star formation rate. These two indicators are used successfully and lead to the conclusion that the star formation rate in individual galaxies decreased by a factor 10 between $z = 1.8$ and $z = 0.8$, i.e. over a timescale of three billion years.

The global star formation rate (per co-moving volume) is computed using the $1/V_{\text{max}}$ method. The epoch spanned between $z = 0.8$ and $z = 2$ is divided into three volume elements in order to study the evolution of galaxy star formation rate over cosmic time. A key result presented in this work is the clear dependence of star formation history on galaxy stellar mass. The SFR in the most massive galaxies ($M_{\star} > 10^{10.8} M_{\odot}$) was six times higher at $z = 2$ than it is today. It drops steeply from $z = 2$, reaching the present day value at $z \sim 1$. In contrast, the SFR density of intermediate mass galaxies ($10^{10.2} < M_{\star} < 10^{10.8} M_{\odot}$) declines more slowly and may peak or plateau at $z \sim 1.5$. The characteristic growth time $t_{\text{SFR}} \equiv \rho_{M_{\star}}/\rho_{\text{SFR}}$ is used to provide evidence of an associated transition in massive galaxies from a burst to a quiescent star formation mode at $z \sim 2$. Intermediate mass systems transit from burst to quiescent mode at $z \sim 1$, while the lowest mass objects undergo bursts throughout the GDDS redshift range. The results show unambiguously that the formation era for galaxies was extended and proceeded from high to low mass systems. The most massive galaxies formed most of their stars in the first ~ 3 billion years of cosmic history. Intermediate mass objects continued to form their dominant stellar mass for an additional ~ 2 billion years, while the lowest mass systems have been forming stars over the whole cosmic epoch spanned by the GDDS. This view of galaxy formation clearly supports the ‘downsizing’ model according to which the most massive galaxies form first and galaxy formation proceeds from larger to smaller mass scales.

Subject headings:

Galaxies: formation — Galaxies: evolution

Chapitre 1

Introduction

La découverte de galaxies à des distances de plus en plus éloignées dans l'univers stimule l'intérêt de comprendre leur évolution au cours de l'histoire du cosmos. Une question à laquelle on s'intéresse particulièrement depuis le début de la dernière décennie est la façon par laquelle les galaxies rassemblent leurs étoiles. L'intérêt de la densité du taux de formation d'étoiles (ρ_{TFE}) réside dans le fait qu'elle donne une représentation quantitative de l'évolution de la masse stellaire des galaxies. Son étude contribue à améliorer notre connaissance de l'évolution des galaxies en donnant des indices pour répondre à des questions comme : quand et comment les galaxies forment-elles la plupart de leurs étoiles ?

Définir l'activité de formation stellaire dans les galaxies nous renseigne sur leur formation et leur évolution. Un scénario très simple de la formation et de l'évolution d'une galaxie pourrait être le suivant : lors de sa formation à partir du matériel primordial (hydrogène et hélium), la galaxie assemble la majorité de ses étoiles de façon très active puis en forme de moins en moins à mesure que la réserve de gaz disponible s'épuise. Dans ce cas, on s'attend à ce que le taux de formation d'étoiles soit très élevé à l'époque de la formation de la galaxie en question et diminue vers la suite en s'approchant de zéro. En réalité, il faut aussi tenir compte de plusieurs actions internes et externes que la galaxie subit. Un exemple important au niveau interne est le phénomène de la rétroaction causée par la mort des étoiles en supernovae. En explosant, les supernovae régénèrent partiellement le contenu en gaz de la galaxie en redistribuant leur matériel. Ceci rend possible la formation de nouvelles générations d'étoiles. Il y a également des influences externes comme les effets des marées causées par l'interaction gravitationnelle avec des galaxies voisines. Un cas plus extrême d'interaction gravitationnelle est le fusionnement de deux ou plusieurs galaxies. De ces événements résultent des ondes de choc susceptibles de déclencher la formation de nouvelles étoiles en se propageant dans le milieu interstellaire.

En fait, la dynamique interne (qui pourrait aussi être influencée par la présence d'un noyau galactique actif) et la dynamique externe (liée à l'environnement des galaxies) ont un impact sur le taux de formation d'étoiles d'une galaxie. Le grand nombre de phénomènes impliqués

et leur nature souvent inconnue complique donc l'analyse du taux de formation des étoiles dans une galaxie donnée. Toutefois, des indices se révèlent en combinant un grand nombre de galaxies afin de déterminer des tendances moyennes. On parle alors du taux *global* de formation d'étoiles.

Notamment, on s'intéresse à l'évolution du taux global de formation d'étoiles dans le temps (plus de détails à la Section 3.4). La reconstruction de l'évolution dans le temps est possible en astronomie puisque regarder loin dans l'univers correspond à regarder loin dans son passé. Ce phénomène est dû au délai entre le moment où la lumière est émise par un objet et le moment où elle est perçue par l'observateur. Le temps requis par la lumière pour voyager augmente au fur et à mesure que les distances impliquées sont plus grandes. Ainsi, en utilisant une banque de galaxies à des distances de plus en plus importantes, il est possible de reconstruire leur évolution dans l'histoire du cosmos. Une question importante que l'on peut ainsi adresser est l'identification des ancêtres de notre galaxie. Cette question s'imbrique dans le problème plus général de l'évolution des galaxies. S'agit-il d'une multitude de petites galaxies qui s'assemblent graduellement pour donner des galaxies plus grosses ? Ou, est-ce que les galaxies plus grosses s'assemblent en premier, en un événement unique puis évoluent de façon passive ? Mon projet a pour objectif de révéler des éléments de réponse en étudiant le taux de formation d'étoiles dans les galaxies en fonction du temps et en fonction de leur masse stellaire. Le nombre croissant de travaux dans ce domaine (Section 1.2) témoigne de la pertinence de cette étude.

Ce chapitre introduit les notions relatives au taux de formation d'étoiles et la motivation qui justifie son étude. Il se conclut par une révision de la littérature.

1.1 Définition

Le taux de formation d'étoiles d'une galaxie est une mesure de la masse totale des étoiles formées à l'intérieur de cette galaxie en une année. On l'exprime en masses solaires par année (M_{\odot}/an). Il s'agit donc d'une façon de quantifier le niveau d'activité de formation stellaire. Son calcul s'effectue de façon indirecte, par le biais d'observations ciblant la détection d'étoiles jeunes. Il existe plusieurs indicateurs de la formation d'étoiles et quelques-uns sont présentés ici.

Il faut d'abord déterminer la relation mathématique entre la valeur de la luminosité mesurée et la masse des étoiles qui en sont responsables. Ensuite, il faut relier la masse des étoiles individuelles responsables de l'émission observée avec la masse *totale* des étoiles nouvellement formées. Cette étape requiert la connaissance de la **fonction de masse initiale**, qui décrit le nombre d'étoiles produites en fonction de leur masse. Ces notions sont approfondies dans ce qui suit.

1.2 Indicateurs du taux de formation d'étoiles

Pour procéder au calcul de la masse en étoiles associée à la luminosité mesurée, il faut connaître les propriétés des étoiles de différents types et faire quelques approximations des conditions physiques du milieu. Plusieurs indices découlent de l'observation des phénomènes de formation stellaire dans notre propre galaxie, où plus de détails sont accessibles. Notamment, il est reconnu que les étoiles se forment par effondrement gravitationnel d'un ou plusieurs nuages interstellaires composés de gaz et de poussière. Les causes de l'effondrement initial sont variées, mais le phénomène peut engendrer une réaction en chaîne lorsque l'onde de choc résultante se propage dans la galaxie et déclenche l'effondrement de nuages interstellaires voisins. Ces pouponnières d'étoiles donnent naissance à un certain nombre d'étoiles avec une distribution de masse quantifiée par la fonction de masse initiale, qui donne le nombre moyen d'étoiles produites avec une masse donnée. La fonction de masse initiale est bien décrite par une loi de puissance de la forme $N(m) \propto m^{-\gamma}$. Par exemple, celle de Salpeter (1955) a une puissance $\gamma = 2.35$ et est typiquement utilisée sur un intervalle de masse des étoiles $m = [0,1, 100]M_{\odot}$. Il existe d'autres fonctions de masse initiale utilisées dans la communauté astronomique (Scalo 1986, Kroupa 2001, Baldry & Glazebrook 2003).

Les étoiles jeunes, de type spectral O à B sur la séquence principale, sont caractérisées par une distribution d'énergie spectrale dont le maximum se situe dans le régime ultraviolet (UV). Les étoiles OB sont caractérisées par une grande masse ($\geq 10M_{\odot}$) et un temps de vie relativement court, < 100 millions d'années. Il en découle que la détection d'un excès de signal dans l'ultraviolet est un indice de la présence de ces jeunes étoiles.

Parmi les nouvelles étoiles, celles qui sont les plus massives et les plus jeunes (temps de vie < 20 millions d'années) engendrent la photoionisation des atomes d'hydrogène environnants et créent ainsi des régions d'hydrogène ionisé dites régions HII. La recombinaison des atomes d'hydrogène ionisés avec les électrons libres et leur désexcitation subséquente donnent lieu à l'émission de photons avec des longueurs d'onde précises. Ces transitions radiatives laissent une signature sous forme de raies d'émission dans le spectre des galaxies. En particulier, les transitions de la série de Balmer de l'hydrogène (désexcitation vers le niveau $n = 2$) résultent en des raies de recombinaison dans les domaines visible et ultraviolet du spectre électromagnétique. La raie dominante, $H\alpha$, a une longueur d'onde de 6563 \AA . Ayant une intensité qui est facilement mesurable dans le spectre optique des galaxies rapprochées, cet indicateur du taux de formation d'étoiles a été couramment utilisé.

La relation de proportionnalité entre le nombre de photons ionisants (énergie supérieure à 13.6 eV , le seuil d'ionisation de l'hydrogène) et l'intensité de la raie $H\alpha$ est déterminée à partir de la théorie de recombinaison (Osterbrock 1989) et d'une fonction de masse initiale. Puisque les photons à l'origine de la transition $H\alpha$ proviennent d'étoiles avec une durée de vie moyenne plus brève que celle des étoiles émettant la lumière UV mentionnée précédemment, son intensité trace la formation d'étoiles de façon plus *instantanée*. Pour sa part, l'émission

UV continue à augmenter pendant quelques millions d'années après la fin de l'événement de formation stellaire (Glazebrook et al 1999, Rengarajan & Mayya 2004).

En théorie, la relation plutôt simple entre la luminosité de la raie d'émission $H\alpha$ et le taux de formation d'étoiles en fait un indicateur fiable. En pratique, sa disponibilité dans le spectre visible est restreinte à des objets ayant un décalage spectral $z < 0,4$. Cependant, d'autres raies d'émission causées par la formation d'étoiles peuvent être utilisées pour $z > 0,4$. Notamment, les atomes d'oxygène présents dans la matière interstellaire sont excités par des collisions avec les électrons résultant des phénomènes de photoionisation vus précédemment. Parmi les transitions radiatives se produisant lors de la désexcitation des atomes d'oxygène, le doublet $[OII]\lambda\lambda 3726,3729 \text{ \AA}$ est un bon exemple d'indicateur du taux de formation d'étoiles utilisé. Dans la majorité des études observationnelles, la résolution spectrale est insuffisante pour séparer les composantes du doublet. Dans ce qui suit, on considère donc la raie résultant de la combinaison du doublet, soit $[OII]\lambda 3727$.

Du point de vue physique, la relation entre la luminosité de cette raie d'émission, $L([OII])$, et le taux de formation d'étoiles, $TFE([OII])$, est moins directe que celle vue précédemment pour $H\alpha$ car il y a en addition une dépendance sur le degré d'ionisation et sur la métallicité du nuage de gaz entourant les étoiles nouvellement formées. Néanmoins, la raie $[OII]\lambda 3727$ a une intensité proportionnelle (au premier ordre) à celle de $H\alpha$ et est observable dans le visible jusqu'à $z < 1,6$. En général, la calibration entre la luminosité intégrée de la raie $H\alpha$ et celle de la raie $[OII]\lambda 3727$ s'effectue empiriquement avec un échantillon de galaxies permettant de mesurer les deux raies simultanément. Ensuite, la relation de proportionnalité $L(H\alpha) \propto L([OII])$ est utilisée pour des échantillons qui ne possèdent que la mesure de la raie $[OII]\lambda 3727$. Cet indicateur permet d'estimer le taux de formation d'étoiles dans des galaxies à de plus grandes distances, donc de reculer dans le temps pour explorer l'historique de la formation des étoiles dans l'univers à des époques plus reculées.

L'utilisation de différents indicateurs de formation d'étoiles est mise en contexte dans la section suivante, qui contient une révision des résultats publiés dans la littérature.

1.3 Historique

1.3.1 Diagramme de Lilly-Madau

Cette section introduit le développement d'une représentation graphique de l'historique de la formation d'étoiles dans l'univers. Le taux de formation d'étoiles global (c'est-à-dire le taux de formation d'étoiles par unité de volume : ρ_{TFE}) se calcule en combinant les valeurs de TFE des galaxies individuelles dans des volumes donnés de l'univers. Parmi les ouvrages précurseurs dans ce domaine, on trouve les travaux de Lilly et al (1996) et Madau et al (1996), qui ont d'ailleurs laissé leur nom au diagramme décrivant l'évolution dans le temps du taux global de formation d'étoiles.

En utilisant un échantillon de galaxies à $0 < z < 1$ du *Canada-France Redshift Survey*, Lilly et al (1996) ont mesuré l'évolution temporelle de la densité de la luminosité intégrée à $\lambda = 2800 \text{ \AA}$, 4400 \AA et $1 \mu\text{m}$. La luminosité intégrée présente l'avantage d'être indépendante des détails évolutifs des galaxies individuelles et de tracer le taux global de formation d'étoiles dans l'univers. Il est à noter qu'elle dépend de la fonction de masse initiale, introduite précédemment (Section 1.1). Les auteurs ont trouvé que des modèles utilisant une fonction de masse initiale qui contient suffisamment d'étoiles massives ($1 < m < 125 M_{\odot}$) donnent une représentation assez bonne de leurs données entre $0 < z < 1$. Ils notent cependant que la fonction de masse initiale de Scalo (1986) entraîne un surplus de rayonnement aux longueurs d'ondes $> 4400 \text{ \AA}$ causé par le grand nombre d'étoiles de masse similaire à la masse du soleil. Cet effet est amoindri si on tient compte de l'obscurité par la poussière, qui affecte beaucoup plus les photons à $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ que ceux de plus grandes longueurs d'onde.

Madau et ses collègues poussent l'analyse plus loin en reliant la densité de luminosité intégrée des photons UV à la densité du taux de production d'éléments lourds. La justification s'apparente à ce qui a été mentionné dans la section précédente, c'est-à-dire que les étoiles massives avec un temps de vie court, qui dominent l'émission UV des galaxies, sont également responsables de l'éjection d'éléments lourds (avec un nombre atomique $Z \geq 6$) lors de leur explosion en supernova (Type II). Ils ont repris les résultats de Lilly et al (1996) auxquels ils ont ajouté les valeurs obtenues par d'autres groupes et les limites inférieures pour les galaxies à $z = 2,75$ et $z = 4$ qu'ils ont sélectionnées (Figure 1.1). La compilation de ces valeurs du taux global de production de métaux (converti en taux global de formation d'étoiles avec la fonction de masse initiale de Salpeter) est montrée à la Figure 1.1, qui est le diagramme de Lilly-Madau.

Depuis 1996, le diagramme de Lilly-Madau a été recalculé à maintes reprises. D'ailleurs, Hopkins (2004) a effectué une compilation de résultats publiés dans 33 articles entre 1996 et 2004. L'auteur a pris le soin de convertir les données au même modèle cosmologique (paramètres $H_0 = 70$, $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$) et de s'assurer de la self-consistence de la correction pour l'obscurité par la poussière interstellaire. Hopkins trouve que, en général, les résultats concordent à l'intérieur d'un facteur trois (voir la Figure 1.2). La compilation des résultats illustre une diminution de ρ_{TFE} d'un facteur 10 entre $z = 1$ et aujourd'hui ($z = 0$), ce qui a été reconnu depuis les premiers travaux. Cependant, le comportement du taux de formation d'étoiles dans les galaxies à $z > 1$ a été sujet à controverse pendant longtemps. En fait, la compilation présentée par Hopkins laisse encore place à quelques scénarios. Ceci est dû à la grande dispersion des résultats, surtout à grand décalage spectral. On s'attend à ce que la dispersion observée soit du moins en partie causée par les variations parmi les critères de sélection des échantillons et aussi par l'hétérogénéité des mesures choisies pour estimer le taux de formation d'étoiles.

Les indicateurs utilisés couvrent une grande partie du spectre électromagnétique : rayons X (0,5 - 2 keV), continu UV (λ varie entre 1500 \AA et 2800 \AA), raies d'émissions [OII] (3727 \AA),

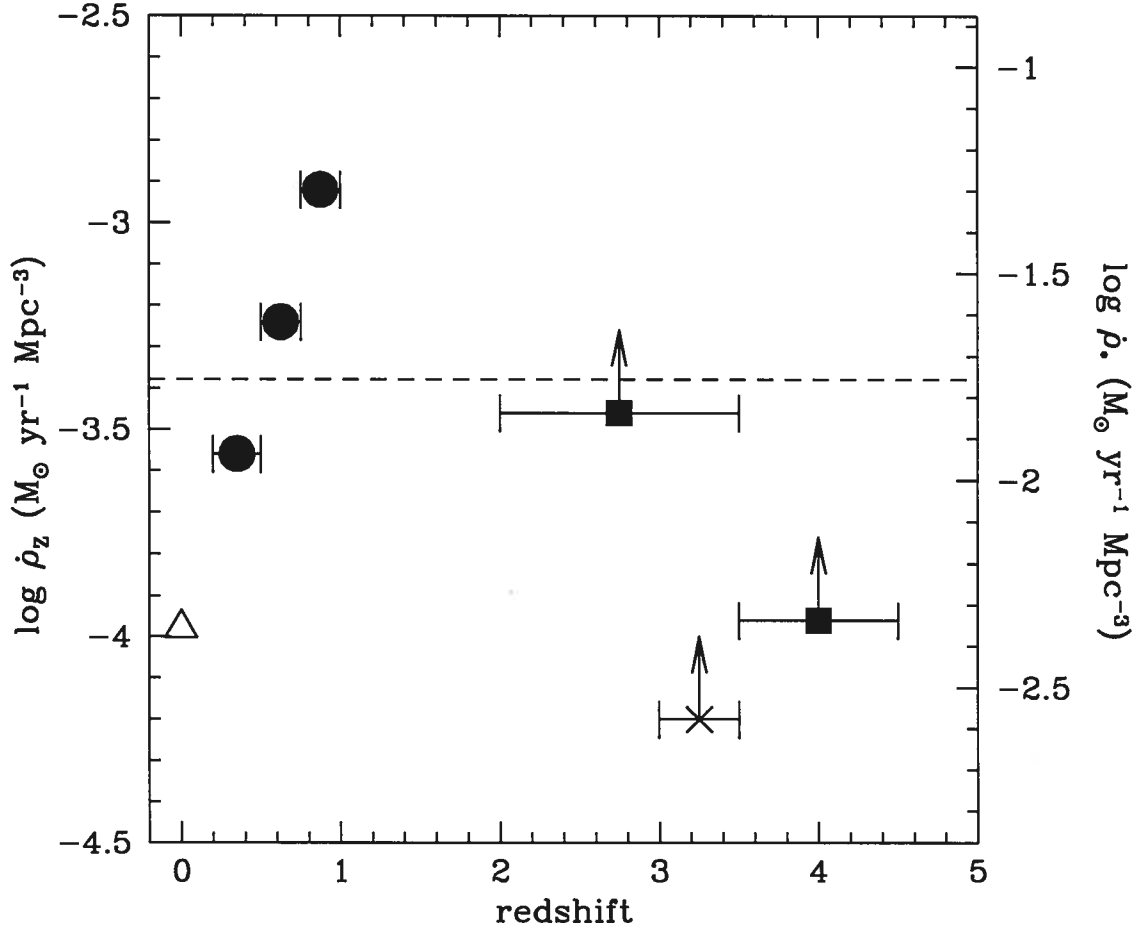


FIG. 1.1 – Diagramme de Lilly-Madau montrant le taux global de production de métaux (ordonnée) en fonction du décalage spectral (abscisse). Pour une fonction de masse initiale de Salpeter, le taux de production de métaux est converti en taux global de formation d'étoiles en multipliant par un facteur 42 (ordonnée de droite). Les points tracés proviennent des travaux de Gallego et al (1995, triangle), Lilly et al (1996, cercles pleins), Steidel et al (1996, croix diagonale) et Madau et al (1996, carrés pleins). Les flèches indiquent une limite inférieure. Figure tirée de Madau et al (1996).

H β (4861 Å), H α (6563 Å), continu infrarouge (15 μ m), continu sous-millimétrique (850 μ m) et radio (1,4 GHz). Ils se distinguent les uns des autres par le mécanisme et la nature des étoiles produisant les photons recueillis, mais aussi par leur sensibilité plus ou moins importante à l'effet des poussières interstellaires. La lumière UV est la plus sujette à être absorbée par les grains de poussière environnants. Les photons des transitions atomiques de l'oxygène et l'hydrogène mentionnées souffrent d'une plus faible atténuation que la lumière UV. Quant au rayonnement IR lointain, il est émis par les poussières chauffées, donc tire profit des poussières plutôt que de souffrir de leur présence. Enfin, l'indicateur dans le domaine radio est immunisé contre les effets de la poussière. Cet aspect en fera d'ailleurs un indicateur de référence servant à étalonner les autres indicateurs. Un exemple d'une telle utilisation est décrit plus bas.

De cela se dégagent quelques pistes à explorer pour améliorer notre compréhension du diagramme de Lilly-Madau. À faible z , il est utile de tester la validité des différents estimateurs du taux de formation d'étoiles, l'importance de l'obscurisation par la poussière et les biais de chaque domaine spectral.

1.3.2 Calibrage du taux de formation d'étoiles

Rengarajan et Mayya (2004) s'intéressent à la réponse de quelques indicateurs aux variations du taux de formation d'étoiles. Notamment, les auteurs mettent en évidence le délai entre le moment où une galaxie cesse de former des étoiles et le moment où l'excès de luminosité de l'indicateur s'estompe. La théorie est développée pour un modèle simple impliquant un taux de formation d'étoiles constant pendant 95 millions d'années et qui s'arrête ensuite instantanément. Comment la luminosité des estimateurs trace-t-elle le taux de formation d'étoiles ? La luminosité augmente, atteint un plateau et décroît lorsque la galaxie cesse de former des étoiles. Cependant, la croissance et la décroissance du signal se font de façon graduelle, ce qui donne un large profil à la courbe d'évolution temporelle de la luminosité (Figure 1.3). La largeur du profil se traduit comme une source d'incertitude de la mesure du taux de formation d'étoiles. Par exemple, une galaxie observée tôt après la fin d'une phase de formation d'étoiles intense présente un excès de signal (avec une grandeur variant selon la longueur d'onde) au lieu d'un signal nul. Réciproquement, une galaxie observée dans le tout début de sa phase active de formation d'étoiles génère un signal qui sous-estime l'activité stellaire réelle. Du point de vue théorique, Rengarajan et Mayya suggèrent que les mesures du taux de formation d'étoiles sont affublées d'incertitudes dues à la fonction de masse initiale, la durée du sursaut de formation d'étoiles et l'époque de l'observation par rapport à l'événement de formation stellaire.

Malgré ces difficultés, plusieurs groupes ont tenté d'étalonner les différents indicateurs du taux de formation d'étoiles en se basant sur des observations. Un défi majeur à relever est l'estimation du niveau d'obscurisation par la poussière. Il existe quelques lois décrivant la relation entre la quantité de photons absorbés par la poussière et la longueur d'onde de

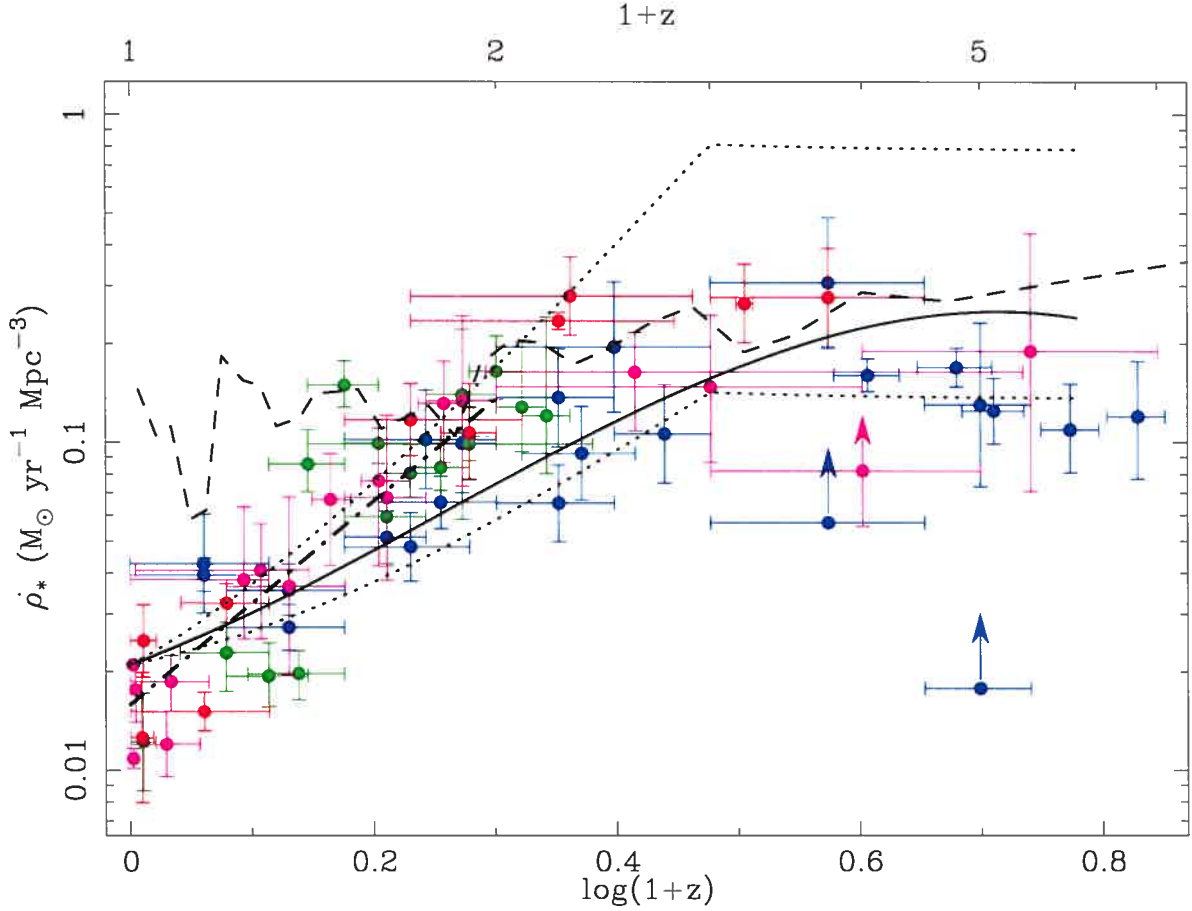


FIG. 1.2 – Évolution du taux de formation d'étoiles global en fonction du décalage spectral (échelle logarithmique pour l'abscisse inférieure et valeur correspondante linéaire pour l'abscisse supérieure). Les points sont une compilation de résultats publiés dans 33 articles entre 1996 et 2004 faite par Hopkins (2004). Le trait plein montre la fonction de luminosité à 1,4 GHz dérivée par Haarsma et al (2000). Les deux lignes pointillées montrent une évolution à des taux $Q = 2,5$ (bas) et $Q = 4,1$ (haut) de la fonction de luminosité à 1,4 GHz de Condon (1989). La ligne en tirets montre les traces fossiles des galaxies du Groupe local telles que décrites dans Hopkins et al (2001). La ligne point-tiret illustre la régression linéaire appliquée aux points à $z < 1$. Figure tirée de Hopkins (2004).

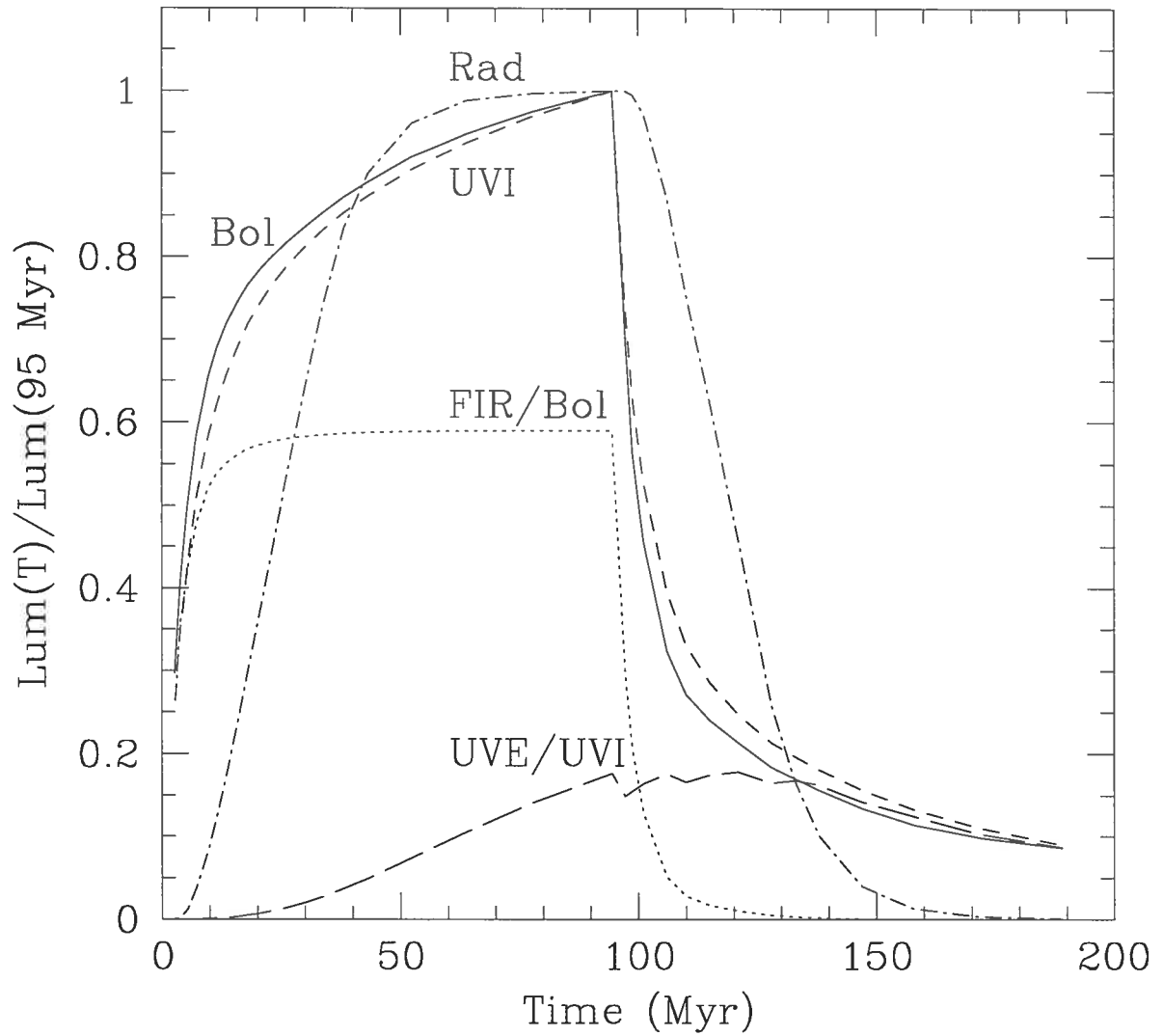


FIG. 1.3 – Évolution des luminosités pour un taux de formation d'étoiles constant durant 95 millions d'années avec une fonction de masse initiale d'indice 2,5. Les luminosités sont normalisées par rapport à la valeur maximale qu'elles atteignent. Pour la lumière dans l'infrarouge lointain (FIR), le rapport avec la luminosité bolométrique est montré. Pour la lumière dans l'ultraviolet qui s'échappe (UVE), le rapport avec la lumière UV intrinsèque est montré. Figure tirée de Rengarajan & Mayya (2004).

TAB. 1.1 – Diagnostics du taux de formation d'étoiles publiés par Kennicutt (1998)

Diagnostic	Longueur d'onde	TFE (M_{\odot}/an)
Continu UV	1250 - 2500 Å	$1,4 \times 10^{-28} L_{\nu}$ (erg/s/Hz)
Raie $H\alpha$	6563 Å	$7,9 \times 10^{-42} L(H\alpha)$ (erg/s)
Raie [OII]	3727 Å	$(1,4 \pm 0,4) \times 10^{-41} L([OII])$ (erg/s)
IR lointain (intégré)	8 - 1000 μm	$4,5 \times 10^{-44} L_{IRL}$ (erg/s)

ces photons. Une révision de quelques-unes des lois couramment utilisées est donnée dans Calzetti (2001). Les courbes d'obscurité montrées dans la Figure 1.4 illustrent la plus grande susceptibilité des rayons UV ($\lambda = [100, 300 \text{ nm}]$, ce qui correspond à $\log(\lambda(\mu\text{m})) = [-1, -0,5]$) de se faire absorber. La dépendance de l'effet de la poussière sur la longueur d'onde doit donc être prise en considération dans les efforts pour étalonner les différents indicateurs du taux de formation d'étoiles.

En général, le calibrage des différents indicateurs du taux de formation d'étoiles indique un bon accord des valeurs moyennes, mais il est caractérisé par une grande dispersion (pouvant être de l'ordre de 60%). Une révision des relations pour le continu UV, les raies d'émission $H\alpha$ et [OII] et la luminosité dans l'infrarouge (IR) lointain est donnée par Kennicutt (1998). La fonction de masse initiale choisie est celle de Salpeter (1955) sur l'intervalle de masse $0,1 - 100 M_{\odot}$. Les relations sont compilées dans le Tableau 1.1.

Bien que ces relations aient été établies pour des galaxies sélectionnées selon leur émission dans l'UV et à un intervalle de z particulier, elles sont souvent utilisées dans la littérature pour des échantillons de galaxies avec un décalage spectral et des critères de sélections différents. Il arrive que la relation du taux de formation d'étoiles TFE[OII] soit disputée à cause de la valeur constante du rapport [OII]/ $H\alpha$ utilisé. Alors que Kennicutt (1998) adopte la moyenne des calibrages de Gallagher et al (1989) et Kennicutt (1992) soit 0,45, Glazebrook et al (1999) trouvent 0,5 pour des galaxies à $z \sim 1$ et Hopkins et al (2003) ont une valeur médiane de 0,23. Certains groupes mesurent une dépendance du rapport [OII]/ $H\alpha$ sur la luminosité des galaxies (par exemple Jansen et al 2001) ou sur la métallicité (Kewley, Geller & Jansen 2004, Kobulnicky & Kewley 2004). Le paramètre utilisé pour caractériser la métallicité des galaxies est R_{23} , défini à partir des intensités des raies d'émission comme suit (Pagel et al 1979) :

$$\log(R_{23}) \equiv \frac{I_{[OII]\lambda 3727} + I_{[OIII]\lambda 4959} + I_{[OIII]\lambda 5007}}{I_{H\beta}}. \quad (1.1)$$

En résumé, les travaux visant à étalonner les indicateurs du taux de formation d'étoiles sont surtout des calibrages empiriques avec un indicateur de référence. Par exemple, une référence couramment utilisée est la luminosité à 1,4 GHz, qui est insensible à l'effet de la poussière. L'obscurité par la poussière étant la quantité la plus difficile à estimer, la luminosité à 1,4 GHz devient un indicateur très intéressant. Des relations ont été développées

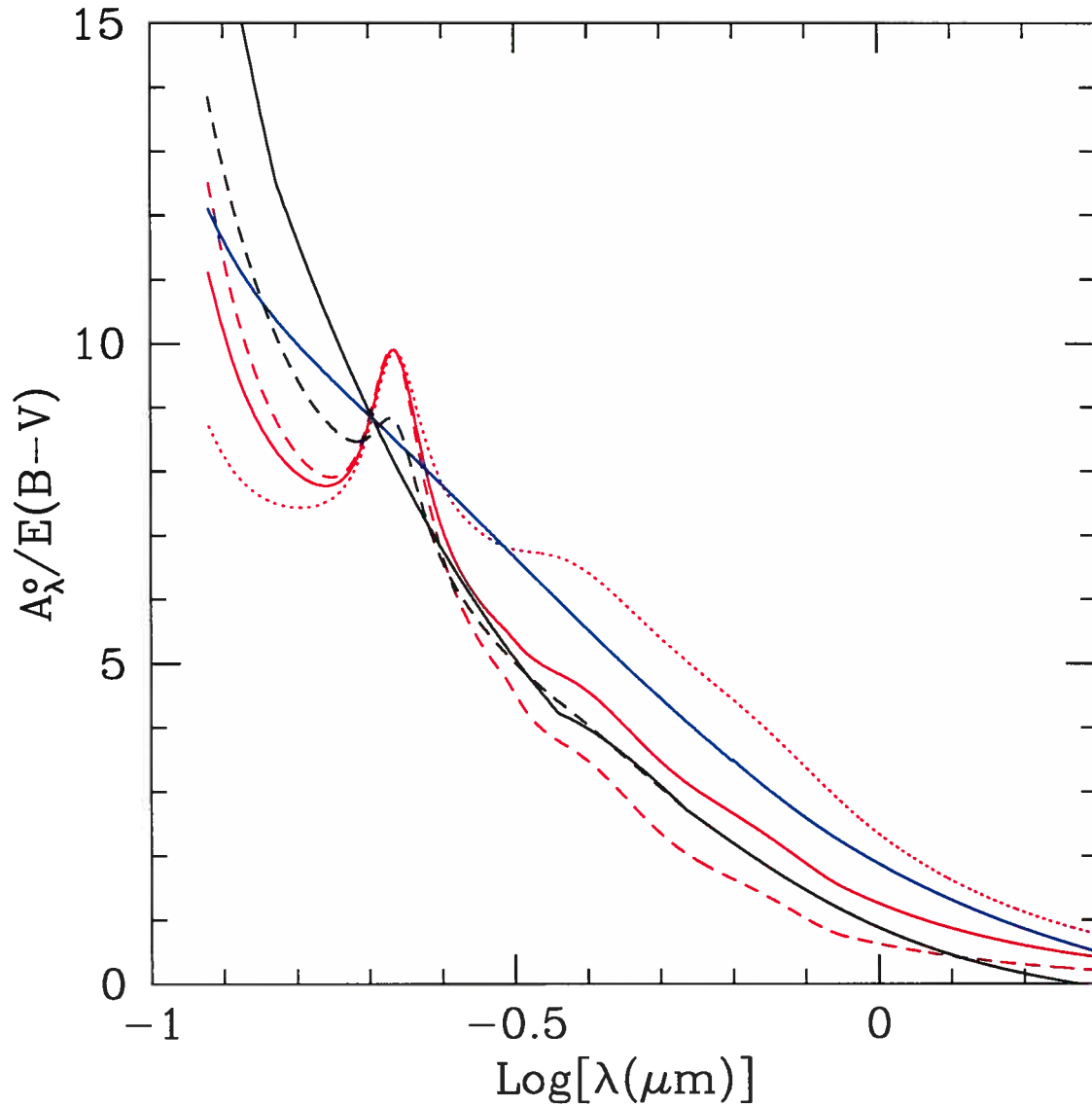


FIG. 1.4 – Lois d'extinction par la poussière $A_{\lambda}^0/E(B-V)$ (en ordonnée) en fonction de la longueur d'onde (en abscisse, échelle logarithmique). Ces lois donnent le rapport entre l'extinction (A_{λ}^0) à une longueur d'onde donnée et le rougissement ($E(B-V)$). L'obscurcissement efficace par la poussière A_{λ} est égale à l'extinction A_{λ}^0 si on suppose que la poussière est distribuée uniformément devant la source de photons (ce qui est supposé dans ce travail). Si on se place à λ_V ($\log[\lambda(\mu\text{m})] = -0,26$), les courbes montrées sont (du haut vers le bas) : Voie Lactée avec $R(V) \equiv A_V/E(B-V) = 5,0$, Galaxies à sursauts de formation d'étoiles (Calzetti 2001, $R(V) = 4,0$), Voie Lactée avec $R(V) = 3,1$, Petit (trait plein) et Grand (tirets) nuages de Magellan avec $R(V) = 2,7$ et Voie Lactée avec $R(V) = 2,0$. Cette figure illustre que les photons émis dans l'ultraviolet ($\log[\lambda(\mu\text{m})] = [-1, -0,5]$) sont plus sujets à être absorbés par les poussières. Plus de détails et l'origine des courbes sont donnés dans l'article de Calzetti (2001), d'où la figure est tirée.

spécifiquement pour les galaxies du *SLOAN Digital Sky Survey* (SDSS), en se basant sur cet indicateur comme référence (Hopkins et al 2003). L'échantillon de galaxies du SDSS est très complet et compte $\sim 10^6$ galaxies, ce qui représente un avantage du point de vue statistique. Les indicateurs qui ont été calibrés ainsi sont la luminosité de la raie $H\alpha$, de la raie $[OII]$ et dans la bande spectrale u (bande spectrale centrée à 3500\AA et dont la largeur à mi-hauteur est 600\AA , Fukugita et al 1996). Il est intéressant de noter que le rapport $[OII]/H\alpha$ médian mesuré est 0,23 soit environ la moitié de la valeur trouvée par Kennicutt (1998) et moins de la moitié de la valeur utilisée dans ce travail (0,5).

En l'absence de données dans le régime 1,4 GHz, on trouve des alternatives comme la mesure de l'extinction par la poussière avec un diagnostic approprié. Un diagnostic couramment utilisé pour évaluer l'obscurité par la poussière est le décrement de Balmer, qui consiste à comparer le rapport de flux des raies de recombinaison de la série de Balmer à la valeur théorique. Pour la recombinaison dite de cas B (c'est-à-dire que tous les photons ionisants interagissent avec le gaz), les rapports théoriques sont $H\alpha/H\gamma = 6,1$ et $H\alpha/H\beta = 2,85$ et ne dépendent que faiblement de la température (Osterbrock 1989). Évidemment, ce diagnostic est limité aux galaxies pour lesquelles deux raies de la série de Balmer peuvent être mesurées en émission.

Une autre alternative est la proportionnalité apparente entre le niveau d'obscurité par la poussière et la luminosité, ou le taux de formation d'étoiles. Plusieurs auteurs déclarent qu'ils ont mesuré une corrélation entre l'obscurité et le taux de formation d'étoiles (Iglesias-Páramo et al 2004, Hopkins et al 2003, Hopkins et al 2001, Sullivan et al 2001, etc). Ils trouvent que les galaxies avec une forte activité de formation stellaire souffrent d'une plus grande atténuation par la poussière. Selon Afonso et al (2003), la situation est plus complexe que de simples dépendances linéaires; les galaxies avec un faible taux de formation d'étoiles semblent surtout avoir moins de poussière, mais les galaxies avec un fort taux de formation stellaire déploient tout un amalgame de niveaux d'obscurité.

Enfin, il est également possible d'estimer le contenu en poussière en appliquant des modèles synthétiques de populations stellaires. Toutefois, cette technique nécessite l'ajustement simultané de plusieurs paramètres inconnus et elle est vulnérable à une dégénérescence entre ces paramètres. On parle notamment de la dégénérescence entre la fonction de masse initiale, la métallicité, l'âge et le contenu en poussière des populations stellaires. Par exemple, une population stellaire âgée et une population stellaire jeune, mais voilée par la poussière peuvent exhiber les mêmes valeurs de magnitude absolue et de couleur. Pour quelques espaces définis par des paramètres comme la magnitude ou la couleur, la Figure 1.5 (tirée de Calzetti 2001) illustre les trajectoires suivies par des populations stellaires dont soit l'âge, soit l'extinction varie. Les trajectoires de la population stellaire d'âge variant de 1 à 80 millions d'années (courbes noires) croisent celles de la population stellaire de 6 millions d'années qui a un niveau d'extinction par la poussière de plus en plus élevé (courbes rouges). En particulier, une extinction d'environ $A_V = 2,2$ magnitudes donnera à la population stellaire de 6 millions

d'années les mêmes valeurs de couleur UV (pente spectrale β), visible ($U - V$) ou proche-IR ($V - K$) qu'une population âgée de 20 millions d'années sans poussière. Cette dégénérescence est illustrée par les points où les courbes se rejoignent, vers $V - I = 0,6$ sur la Figure 1.5.

Les recherches portant sur le contenu en poussière des galaxies illustrent le niveau de difficulté et d'incertitude de ce paramètre lors du calcul du taux de formation d'étoiles. Cependant, le nombre croissant de travaux concernant le taux de formation d'étoiles et l'amélioration des échantillons de données témoigne de la pertinence d'une telle étude. C'est dans ce contexte que s'insère le projet présenté dans ce mémoire, ayant pour objectif d'améliorer les connaissances actuelles au sujet de l'évolution des galaxies. Le chapitre suivant décrit les observations qui ont rendu possible la réalisation de mon projet sur le taux de formation d'étoiles dans les galaxies à décalage spectral $0,8 < z < 2$.

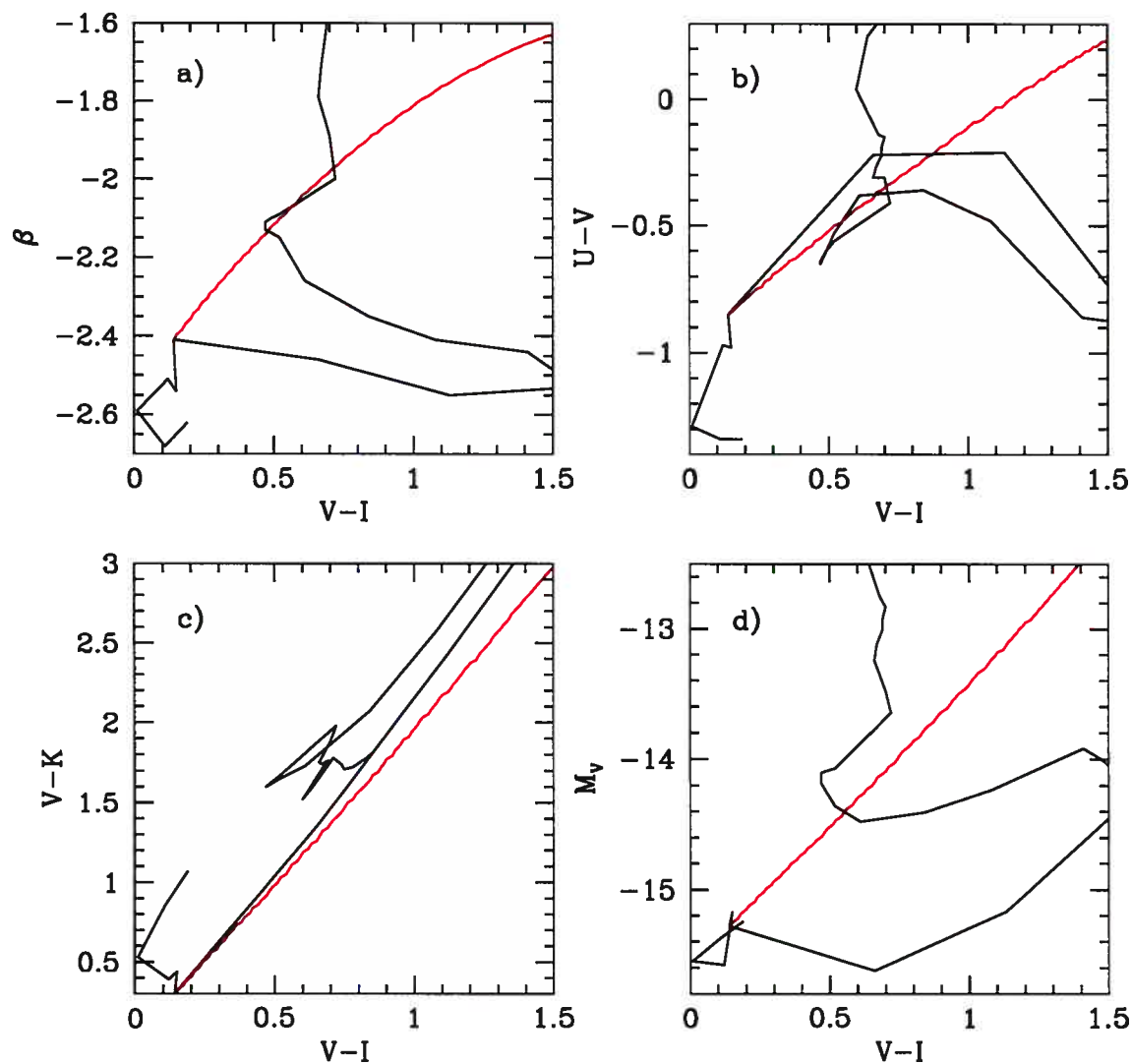


FIG. 1.5 – Comparaison des couleurs et magnitude absolue pour des populations stellaires dont soit l'âge, soit l'extinction par la poussière varie. Les trajectoires de la population stellaire d'âge variant de 1 à 80 millions d'années (courbes noires) croisent celles de la population stellaire de 6 millions d'années qui a un niveau d'extinction par la poussière de plus en plus élevé (courbes rouges). Figure tirée de Calzetti (2001).

Chapitre 2

Observations

Les données utilisées pour l'étude du taux de formation d'étoiles dans les galaxies ont été obtenues dans le cadre du projet *Gemini Deep Deep Survey* (GDDS). La définition et les objectifs de ce programme d'observations spectroscopiques sont d'abord présentés. Ensuite, les méthodes utilisées pour le traitement des données sont résumées. Finalement, le choix de l'échantillon de galaxies servant à mesurer le taux de formation d'étoiles est détaillé.

2.1 *Gemini Deep Deep Survey*

Le programme d'observation du GDDS vise à rassembler un échantillon de galaxies dans la région de l'univers autrefois appelée *désert spectral* et dont la sélection en bande K_s est sensible à la masse en étoiles des galaxies. En particulier, l'équipe du GDDS cible d'observer des galaxies à la fois massives et avec peu d'activité de formation stellaire à décalage spectral $0,8 < z < 2$. Ces dernières sont particulièrement difficiles à observer puisque le signal émis dans l'ultraviolet (et perçu dans le visible) est très faible. De plus, leur spectre dans le visible souffre de l'absence de raies spectrales intenses servant à l'identification du décalage spectral. Par conséquent, le nombre de galaxies dans l'intervalle $1,3 < z < 2$ avec un décalage spectral connu était historiquement très faible, d'où l'appellation *désert spectral*. Depuis le GDDS et quelques autres projets récents (par exemple K20, Cimatti et al 2002), des techniques ont été développées afin de vaincre cette difficulté, on a maintenant recueilli plusieurs galaxies et le terme *désert spectral* s'efface graduellement du lexique des astronomes.

Les observations ont été menées avec le spectrographe *Gemini multi-object spectrograph* (GMOS, Hook et al 2003) du télescope Gemini Nord. Les observations (dans quatre champs de 30 arcmin²) sont résumées dans le Tableau 2.1. Le sondage infrarouge Las Campanas a servi pour la sélection des galaxies cibles. Le critère sur la magnitude est $K_s < 20,6$, auquel s'ajoute un système de priorité favorisant les galaxies qui apparaissent rouges dans la couleur $I - K_s$. L'échantillonnage par rapport à l'échantillon parent est quantifié par un système de poids associé à chaque objet selon la fraction des cibles potentielles qu'il représente. La

TAB. 2.1 – Aperçu des observations

Champ	RA (J2000)	Dec (J2000)	Fentes	Masques	Temps d'intégration (s)
GDDS-SA02	02:09:41.30	-04:37:54.0	59	GN2002B-Q-1-1	75600
GDDS-SA12	12:05:22.17	-07:22:27.9	61	GN2003A-Q-1-1	18000 ^a
"	12:05:22.17	-07:22:27.9	74	GN2003A-Q-1-3	57600 ^a
GDDS-SA15	15:23:47.83	-00:05:21.1	59	GN2003A-Q-1-5	70200
GDDS-SA22	22:17:41.0	+00:15:20.0	83	GN2002BSV-78-14	48600 ^b
"	22:17:41.0	+00:15:20.0	62	GN2002BSV-78-15	90000 ^b

^a Il y a 48 fentes en commun pour les masques GN2003A-Q-1-1 et GN2003A-Q-1-3.

Ces objets ont un temps d'intégration total de 75600s.

^b Il y a 27 fentes en commun pour les masques GN2002BSV-78-14 et GN2002BSV-78-15.

Ces objets ont un temps d'intégration total de 138600s.

distribution de la valeur des poids w selon la couleur $I - K$ et la magnitude I est montrée à la Figure 2.1, tirée de Abraham et al (2004).

Par exemple, s'il y avait au départ 20 galaxies avec une couleur $2,5 < I - K_s < 3$ et une magnitude $22,5 < I < 23$ et que 2 ont été observées par le GDDS, alors ces deux galaxies ont un poids égal à 0,1, c'est-à-dire qu'elles représentent 10% de l'échantillon-parent dans cet intervalle de couleur et magnitude. Le système de priorité est décrit plus en détail dans le catalogue (Abraham et al 2004).

L'élément clef qui a permis d'atteindre un bon rapport signal-sur-bruit est le développement de la technique appelée *nod-&-shuffle* (Glazebrook & Bland-Hawthorn 2001, Bland-Hawthorn 1995, Cuillandre et al 1994). Le principe de cette technique est l'observation de l'objet et du ciel (signal de fond) sur la même région du détecteur de façon quasi-simultanée. De cette façon, la soustraction du signal de l'objet par le signal du fond est plus précise. Puisque la même région du détecteur est utilisée pour observer l'objet et le ciel, les variations de la réponse des pixels individuels du détecteur sont prises en compte. De plus, la succession d'images courtes (généralement 60 secondes) permet d'éviter l'incertitude causée par les variations temporelles de la brillance du ciel. En gros, la technique *nod-&-shuffle* consiste à déplacer électroniquement les charges sur le détecteur CCD (*charged-coupled-device*) de façon synchronisée avec le mouvement de va-et-vient du télescope entre deux positions pré-définies. Dans le cas du GDDS, le télescope effectue ce mouvement de va-et-vient entre deux positions qui changent l'alignement des galaxies ciblées le long des fentes spectroscopiques (à $\pm 0,5$ arcsecondes de leur centre). La séquence des observations avec cette méthode est illustrée de façon schématique à la Figure 2.2. En résumé, la première étape consiste en l'acquisition du spectre des galaxies à la position **objet**. Ensuite, les charges sont déplacées vers une région du détecteur qui ne sert qu'à emmagasiner temporairement les charges. Le télescope est pointé vers la deuxième position (**ciel**) et un nouveau spectre est obtenu. Les charges sont déplacées de nouveau de

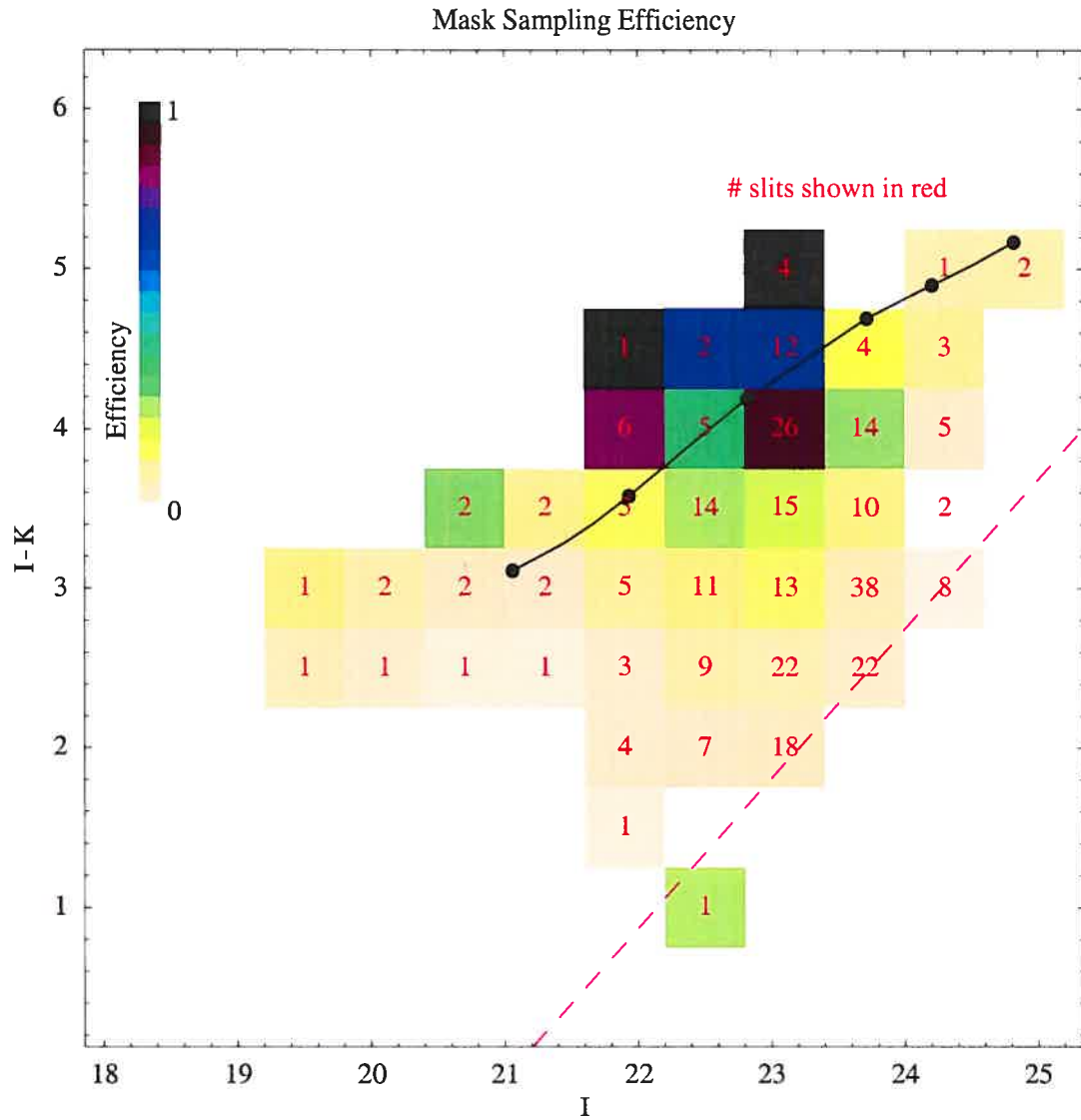


FIG. 2.1 – Histogramme bidimensionnel montrant la distribution des galaxies du relevé GDDS selon la couleur $I-K$ et la magnitude I ainsi que la fraction d'échantillonnage associée avec ces galaxies (échelle de couleur). Cette dernière est obtenue pour chacune des cellules de l'espace couleur-magnitude en divisant le nombre de fentes assignées à des galaxies du GDDS par le nombre de cibles potentielles de l'échantillon parent (le relevé infrarouge Las Campanas). La courbe noire correspond au parcours d'une galaxie avec magnitude absolue $M_K = -23.6$ qui se serait formée à décalage spectral $z = 10$ en 1,0 milliard d'années. La position de ce modèle dans l'espace de couleur-magnitude est indiquée par des cercles noirs pleins pour des valeurs de z entre 0,7 et 1,7. La ligne en tirets du coin inférieur droit indique la limite de détection $K_s = 20,6$ mag. Figure tirée de Abraham et al (2004).

façon à rapporter le spectre initial alors que le télescope retourne à la position objet. Enfin, ce déplacement des charges (*shuffle*) et du télescope (*nod*) est répété jusqu'à ce que le signal total soit assez élevé. La dernière étape consiste en la soustraction des images afin d'éliminer la contribution du signal de fond.

Comme cette technique permet une soustraction très précise du signal de fond (ciel), elle permet d'utiliser un temps d'observation très long, soit de 20 à 30 heures. Il en résulte des spectres de qualité pour lesquels il est possible de reconnaître des raies d'absorption métalliques de faible intensité dans le continu ultraviolet (perçu dans le domaine visible à cause du décalage spectral). L'utilisation de ces raies a été auparavant très limitée car leur signal était en quelque sorte noyé dans le bruit de fond. Une répercussion de cette technique est donc l'identification du décalage spectral d'une panoplie de nouvelles galaxies avec peu ou pas de raies d'émission dans le visible. La découverte de telles galaxies à décalage spectral $z > 1$ constitue d'ailleurs un des principaux impacts du GDDS.

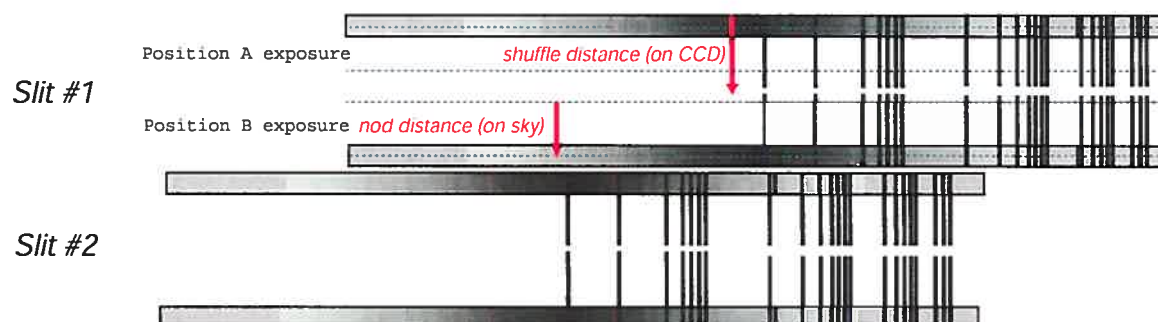
Le GDDS contient 308 spectres de galaxies avec un taux d'identification du décalage spectral de 82%. Sa sélection dans l'infrarouge proche (bande spectrale K_s) et la photométrie disponible dans plusieurs bandes spectrales ($VRIzJHK_s$) ont donné le jour à une étude de la masse stellaire des galaxies et de l'assemblage de la masse au cours de l'histoire cosmique (Glazebrook et al. 2005). Les valeurs de masse stellaire des galaxies (M_*) ainsi déterminées sont utilisées dans la recherche présentée dans ce mémoire.

2.2 Traitement des données

Le traitement des données est décrit en détail dans le premier article du GDDS (Abraham et al 2004). En résumé, les étapes de base comme la soustraction du courant sombre et du signal de fond (ciel) ont été effectuées avec IRAF (tâches adaptées à GMOS). Pour chacun des quatre champs d'observations du GDDS, les images multi-objets montrant les spectres bidimensionnels sont combinées (Figure 2.3). Ensuite, l'extraction du spectre unidimensionnel depuis le spectre bidimensionnel est accomplie avec le logiciel iGDDS, compatible avec Mac OS X et écrit par l'équipe GDDS. Cet outil incorpore un catalogue électronique de données et permet, en plus de l'extraction de spectres 1D, l'étalonnage de la longueur d'onde, l'ajustement avec un modèle de spectre et l'estimation d'une valeur de décalage spectral z . Un exemple d'extraction d'un spectre 1D avec iGDDS est montré à la Figure 2.4.

L'équipe du GDDS s'est servi de iGDDS pour l'identification spectrale des galaxies. De ce travail découle une valeur de z à laquelle est associé un niveau de confiance (paramètre **conf** décrit par une légende numérique allant de 0 à 9). Un autre produit de l'analyse des spectres est la classification selon un type spectral associé avec l'âge des étoiles peuplant les galaxies. Cette classification est également codée numériquement et peut se séparer en sous-classes de type (1) tardif (traces d'activité de formation d'étoiles et d'une population stellaire jeune), (2) intermédiaire (superposition d'épisodes de formation d'étoiles et d'une population d'étoiles

Before Sky Subtraction



After Sky Subtraction

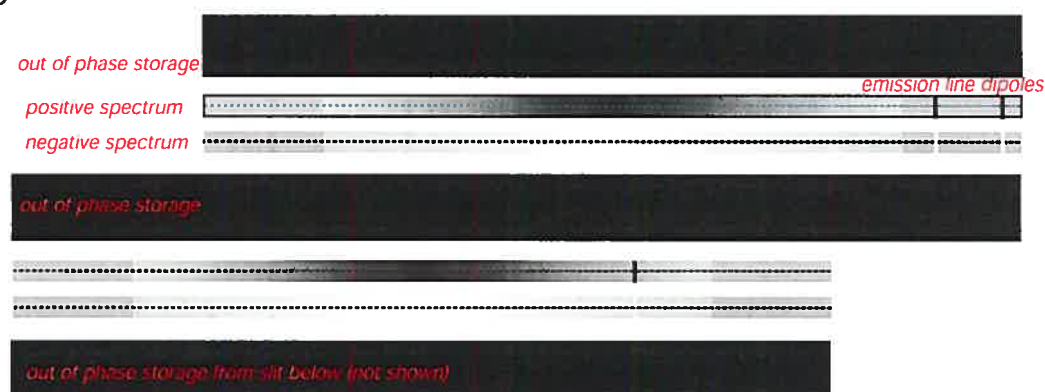


FIG. 2.2 – Schéma illustrant le fonctionnement du mode d'observation *nod-and-shuffle*. (Panneau supérieur) Le télescope fait un mouvement de va-et-vient entre deux positions dites **objet** et **ciel** (en anglais, ce mouvement s'appelle *nod*) et une image est prise à chaque position (typiquement une image de 60 secondes) sur la région A du détecteur. Entre les images successives, les charges accumulées sur le détecteur sont déplacées électroniquement par une distance plus grande que celle du mouvement de va-et-vient (vers la position B; en anglais, cette action s'appelle *shuffle*). La région B du détecteur ne sert donc qu'à emmagasiner le signal de la position **ciel** du télescope et n'est pas exposée à la lumière. Dans le cas du projet GDDS, les positions **objet** et **ciel** correspondent à l'objet aligné le long de la fente, à $\pm 0,5$ arcsecondes de son centre (les fentes mesurent 0,75 arcseconde par 2 arcsecondes). (Panneau inférieur) Lors de la soustraction de l'image (position A) par une version d'elle-même après un déplacement correspondant à la distance du déplacement des charges (position B) on obtient des spectres positif (en noir) et négatif (en blanc) entourés de régions d'artéfacts. Le signal du ciel soustrait de cette façon a une erreur résiduelle d'à peine 0,05 - 0,1%. Figure tirée de Abraham et al (2004).

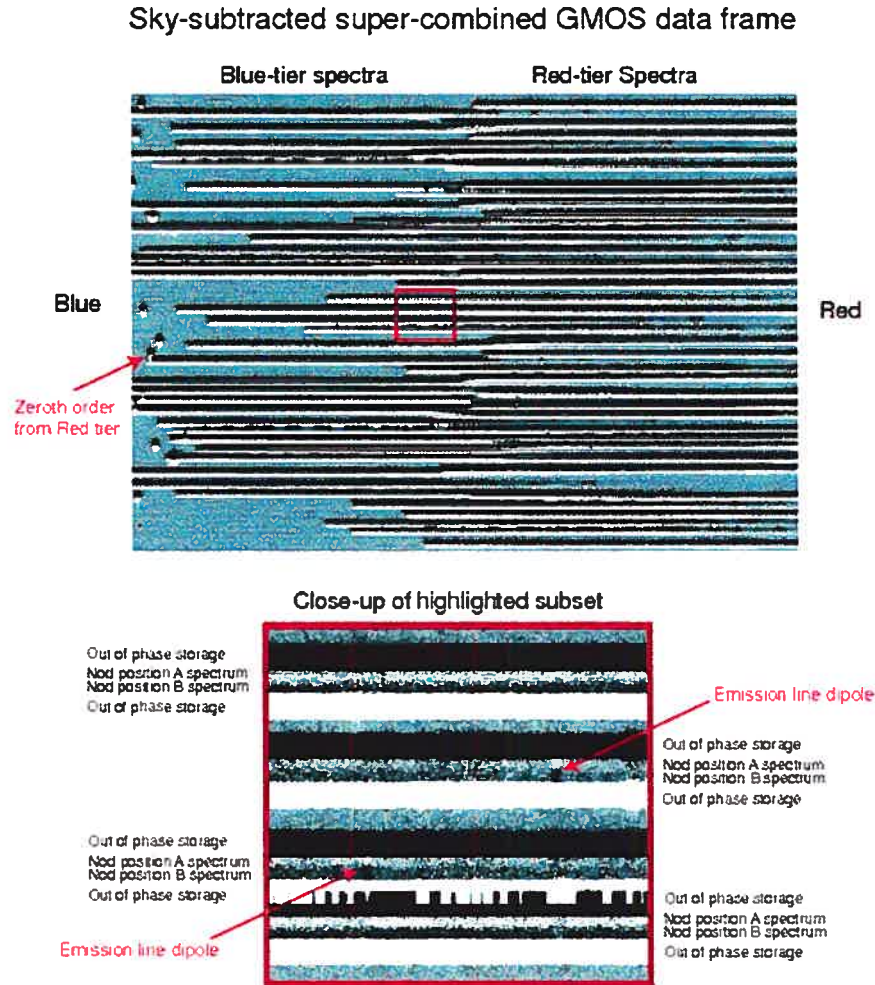


FIG. 2.3 – Données spectroscopiques bidimensionnelles pour le champ GDDS-SA22. Telles que montrées, le signal du fond du ciel est soustrait des données et les images ont été combinées pour contenir tout le signal des observations faites dans ce champ. Les spectres des cibles sont entourés de spectres du ciel positif (noir) et négatif (blanc). Le panneau inférieur de la figure est un grossissement de la région encadrée dans le panneau supérieur. On y voit quatre spectres avec le continu stellaire positif et négatif ainsi que des raies d'émission. Les éléments résultant de l'utilisation du mode *nod-and-shuffle* sont décrits dans la figure précédente et identifiés ici. Le format des données du spectrographe GMOS a été inversé pour montrer le côté bleu des spectres (longueurs d'onde les plus courtes) à gauche. Figure tirée de Abraham et al (2004).

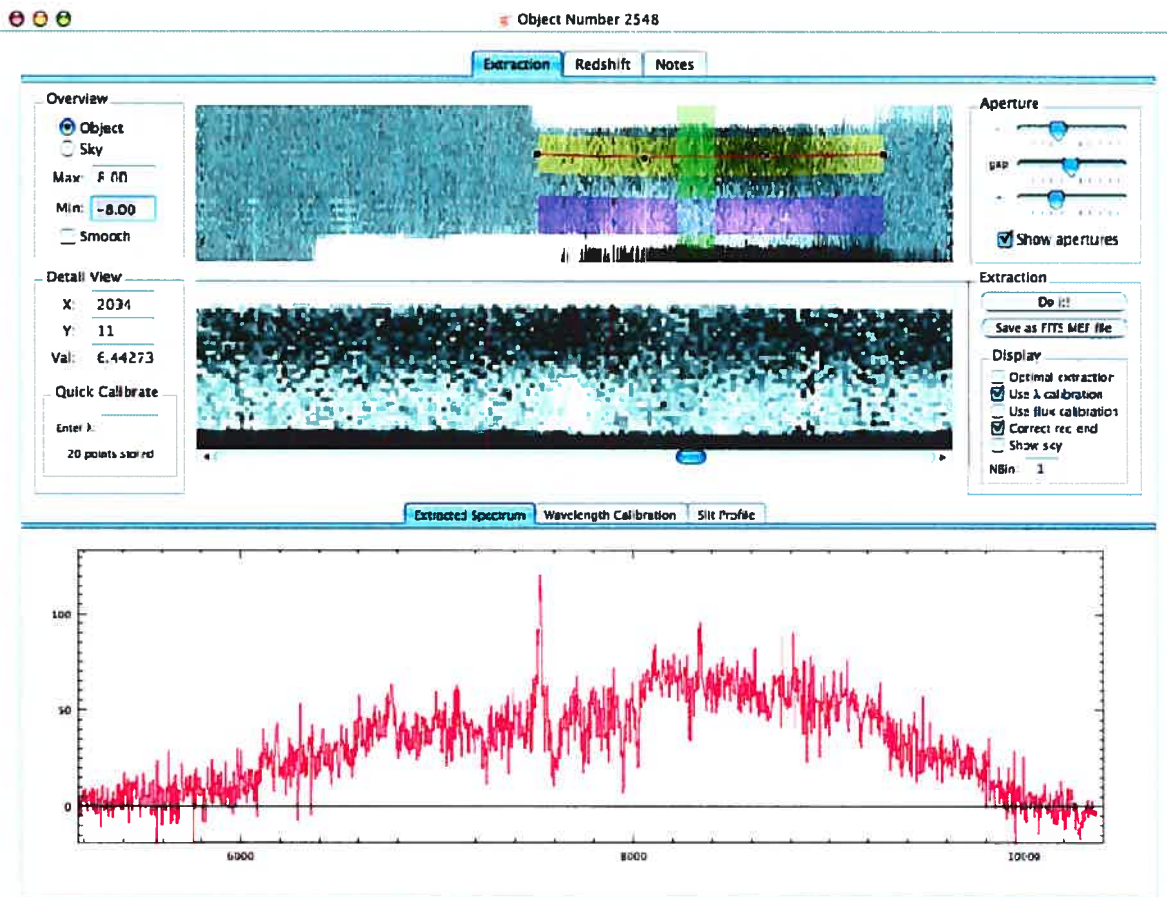


FIG. 2.4 – Fenêtre d'extraction du logiciel iGDDS montrant une des galaxies du GDDS. Cet exemple présente deux portions de l'image 2D et le spectre 1D correspondant. La portion d'image du haut (34 pixels par 4608 pixels) est extraite de l'image multi-objet et est compressée pour montrer le spectre (positif en noir et négatif en blanc) sur toute sa longueur. Les régions semi-transparentes jaune et violet montrent, respectivement, les ouvertures pour les extractions positive et négative du spectre. L'obtention d'un spectre positif et négatif pour chaque objet résulte du traitement de données avec le mode d'observation *nod- $\&$ -shuffle*. Le rectangle vert semi-transparent délimite la portion de l'image qui est agrandie dans l'image en dessous (pour permettre une inspection visuelle plus détaillée). Le spectre 1D correspondant est montré au bas de la fenêtre et n'est pas étalonné en flux. Figure tirée de Abraham et al (2004).

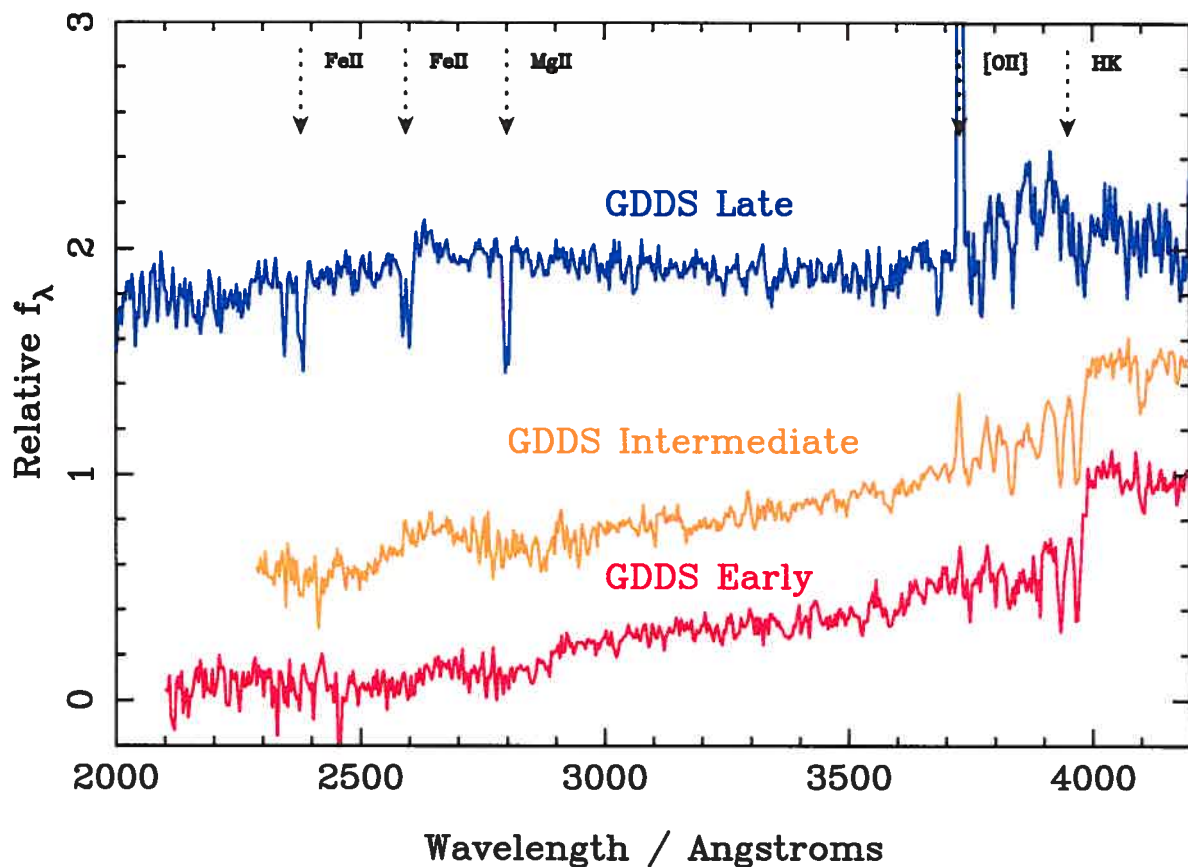


FIG. 2.5 – Spectres composites des trois types spectraux de galaxies. Du haut vers le bas, ils montrent les types tardif, intermédiaire et hâtif. Voir la description des types dans le texte. Figure tirée de Abraham et al (2004).

vieilles) et (3) hâtif (population stellaire âgée avec peu ou pas d'étoiles jeunes). Des spectres composites des trois types ont été construits avec les données du projet GDDS et sont montrés à la Figure 2.5.

2.3 Choix et propriétés de l'échantillon

Cette section contient une description de l'échantillon choisi pour effectuer l'étude du taux de formation d'étoiles et son évolution dans le temps. La sélection décrite ci-dessous vise à assurer une certaine homogénéité et une bonne compréhension des caractéristiques et des limites de l'échantillon de galaxies.

En premier lieu, seules les galaxies satisfaisant la limite de flux en bande K_s (magnitude $K_s < 20,6$) sont conservées. L'utilité d'une telle sélection est mise en évidence lors du calcul de la densité du taux de formation d'étoiles (voir Section 3.4). En second lieu, les galaxies doivent avoir une identification spectrale pourvue d'un niveau de confiance $>50\%$ (paramètre **conf**

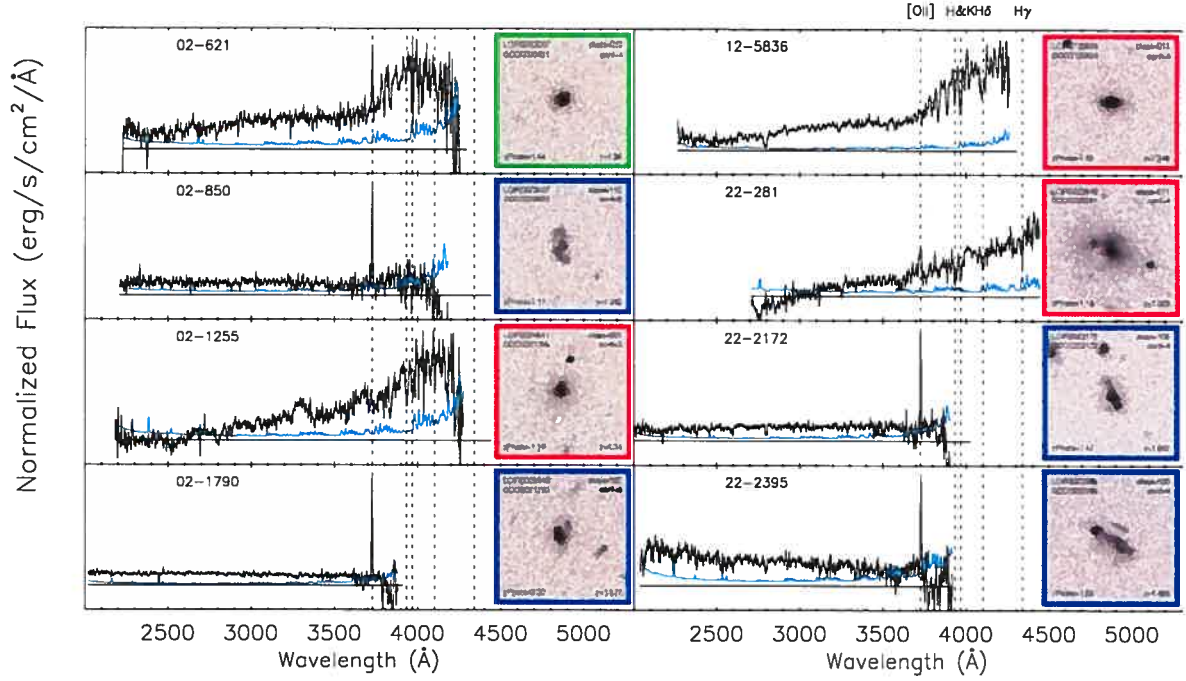


FIG. 2.6 – Spectres et images de quelques-unes des galaxies de l'échantillon utilisé pour la recherche présentée dans ce mémoire. Le spectre est tracé en noir et l'erreur sur le flux est tracé en trait plein pâle. Quelques signatures spectrales sont indiquées par les traits verticaux pointillés. Les galaxies sont identifiées par leur numéro GDDS (HH-NNNN, où HH désigne l'angle horaire du champ d'observation et NNNN désigne le numéro de la galaxie). .

≥ 2). En troisième lieu, les galaxies montrant des traces d'activité nucléaire sont éliminées de l'échantillon. Ce dernier critère de sélection sert à éviter la confusion entre les photons provenant de l'activité du noyau de la galaxie avec ceux provenant de la formation d'étoiles. L'échantillon résultant comporte 207 galaxies.

Quelques exemples de spectres de galaxies de l'échantillon sont montrés à la Figure 2.6 afin d'illustrer la grande variété parmi les objets sélectionnés. Des images de quelques galaxies du GDDS ont été obtenues avec le télescope spatial Hubble après la réalisation de mon projet et donnent une indication visuelle de la morphologie des galaxies.

Chapitre 3

Méthodologie

Dans ce chapitre sont décrites les méthodes utilisées pour mesurer le taux de formation d'étoiles dans les galaxies. En premier lieu, les indicateurs sont décrits séparément. En second lieu, la quantité directement mesurable, soit le flux des raies d'émission, est présentée. En troisième lieu, se trouvent les détails de la conversion du flux en la quantité recherchée, soit le taux de formation d'étoiles. Finalement, les mesures individuelles du taux de formation d'étoiles sont combinées par unité de volume de l'univers. Cette dernière démarche conduit à la détermination de la densité du taux de formation d'étoiles, qui permet une étude globale de l'historique de la formation d'étoiles dans l'univers.

3.1 Indicateurs du taux de formation d'étoiles

Il existe différents estimateurs du taux de formation d'étoiles. Généralement, il s'agit de traits spectraux donc la mesure est reliée plus ou moins directement au signal lumineux résultant de la formation des étoiles. La théorie générale est élaborée à la Section 1.1. Cette section fournit des détails techniques.

3.1.1 Émission dans l'ultraviolet

Le premier indicateur utilisé est la lumière du continu ultraviolet des galaxies. Comme mentionné précédemment, le signal à ces longueurs d'onde est dominé par les étoiles de type O à B. Dans la littérature, le choix de la longueur d'onde utilisée varie. En général, elle se trouve entre 1600 Å et 2800 Å. Au-delà de cette valeur, la contribution des populations stellaires plus âgées ne peut pas être négligée. Dans les travaux décrits ici, la mesure utilisée est la magnitude à la longueur d'onde $\lambda = 2000$ Å. Plus de détails sont donnés dans Savaglio et al (2004), le deuxième article de la série GDDS.

La magnitude absolue M_{2000} se définit comme la magnitude intrinsèque d'une galaxie dans un filtre synthétique de largeur 200 Å centré à 2000 Å. Puisque les spectres ne couvrent pas

cette région, la formule empirique ci-dessous a été dérivée en utilisant les magnitudes dans les filtres V et I et le décalage spectral z :

$$M_{2000} = V - 2f(1,72) + f(z) + 5,058 - 2,91z - 0,114(V - I)(z - 1,72) \quad (3.1)$$

où $f(z) = 25 + 5\log(d_L(z)) - 2,5\log(1+z)$. La formule en question a été calibrée pour donner un résultat avec une précision $< 0,2$ mag pour des galaxies de différents types qui sont situées à $1,2 < z < 2,1$. La justification vient du fait que la bande spectrale V coïncide avec la longueur d'onde au repos $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ pour $z = 1,72$. La mesure de cette magnitude est donc représentative de ce que l'on cherche pour des valeurs de z proches de 1,72, mais le devient de moins en moins alors qu'on s'éloigne de $z = 1,72$. C'est pour cette raison que la relation ne peut être utilisée que pour les galaxies à $1,2 < z < 2,1$.

La luminosité émise à 2000 \AA s'obtient avec l'équation ci-dessous :

$$L_{2000}(\text{erg/s/Hz}) = 4\pi R_{10\text{pc}}^2 \times 10^{-19,438-0,4(M_{2000}-A_{2000})} \quad (3.2)$$

où $R_{10\text{pc}} = 3,08 \times 10^{19} \text{ cm}$ et A_{2000} est l'atténuation par la poussière à 2000 \AA exprimée en magnitudes. La loi d'extinction de Calzetti (2001, voir la courbe des galaxies à sursauts de formation d'étoiles à la Figure 1.4) est utilisée. Selon cette loi, l'approximation d'une valeur constante d'obscuration dans le visible de $A_V = 1 \text{ mag}$ correspond à $A_{2000} = 2,2 \text{ mag}$. $A_V = 1 \text{ mag}$ est la valeur utilisée dans la littérature advenant qu'aucun diagnostic ne soit disponible pour évaluer l'extinction des galaxies individuelles. Iglesias-Parámo et al (2004) utilisent également la luminosité à 2000 \AA et, en se basant sur le rapport de l'émission dans l'IR lointain sur l'émission dans l'UV, ils dérivent une relation permettant d'évaluer A_{2000} . Pour les deux échantillons utilisés, sélectionnés soit dans l'UV, soit dans l'IR lointain, ils obtiennent les valeurs médianes respectives $A_{2000} = 0,98$ et $2,2 \text{ mag}$. Les observations du GDDS étant basées a priori sur une sélection dans le proche IR, il semble raisonnable que la valeur d'obscuration soit comme celle du deuxième échantillon de Iglesias-Parámo et al.

La luminosité L_{2000} corrigée pour l'obscuration par la poussière donne le taux de formation d'étoiles avec la relation :

$$TFE(M_{2000})(M_{\odot}/\text{an}) = \frac{L_{2000}(\text{erg/s/Hz})}{8 \times 10^{27} \text{ erg/s/Hz}} \quad (3.3)$$

développée dans Savaglio et al (2004).

3.1.2 Raie d'émission $[\text{OII}]\lambda 3727$

La raie $[\text{OII}]\lambda 3727$ donne une autre estimation du taux de formation d'étoiles. La relation entre l'intensité de cette raie et le taux de formation d'étoiles est plus difficile à dériver du point de vue de la physique. Comme vu à la Section 1.2, des paramètres comme la métallicité et la

température des électrons doivent être pris en considération. Toutefois, la relation peut être estimée de manière empirique puisque la luminosité de $[\text{OII}]$ est approximativement proportionnelle à celle de $\text{H}\alpha$. Cette dernière est traduite en taux de formation d'étoiles en assumant la recombinaison de type B comme décrite dans l'équation 3.4 (Kennicutt 1998).

$$TFE(\text{H}\alpha)(\text{M}_\odot/\text{an}) = 7,9 \times 10^{-42} L(\text{H}\alpha)(\text{erg/s}) \quad (3.4)$$

La conversion de luminosité de la raie $[\text{OII}]$ en celle de la raie d'émission $\text{H}\alpha$ est souvent faite via un rapport constant $L([\text{OII}]):L(\text{H}\alpha)$. Dans ce travail, la valeur adoptée est celle déterminée par Glazebrook et al. (1999) pour un échantillon de galaxies à $z \sim 1$, ce qui s'approche de l'échantillon présenté ici. Ils ont trouvé $L([\text{OII}]):L(\text{H}\alpha) = 0,5$, ce qui est proche de la valeur 0,45 dérivée localement (Kennicutt 1998).

Puisque c'est le rapport des flux *observés* qui est utilisé pour convertir $L_{\text{obs}}([\text{OII}])$ en $L_{\text{obs}}(\text{H}\alpha)$, il faut corriger pour l'obscurisation à la longueur d'onde de $\text{H}\alpha$. L'approximation utilisée pour l'obscurisation par la poussière est $A_{\text{H}\alpha} \sim 1$ mag. La luminosité corrigée $L(\text{H}\alpha)$ est reliée à la luminosité obscurcie par la poussière $L_{\text{obs}}(\text{H}\alpha)$ selon la relation suivante :

$$L(\text{H}\alpha)(\text{erg/s}) = L_{\text{obs}}(\text{H}\alpha)(\text{erg/s}) \times 10^{0.4(A_{\text{H}\alpha})} = 2,512 L_{\text{obs}}(\text{H}\alpha)(\text{erg/s}) \quad (3.5)$$

La fonction de masse initiale choisie par l'équipe du GDDS est celle de Baldry & Glazebrook (BG, 2003). Elle possède une pente très semblable à celle de Salpeter (1955) pour les grandes masses et est en accord avec les couleurs des galaxies locales. La fonction de masse initiale de BG est toutefois plus réaliste que celle de Salpeter en ce qu'elle comprend un seuil à 1,0 masse solaire et évite ainsi la surproduction d'étoiles de masse sous-solaire. Il est à noter que ces étoiles de faible masse contribuent peu à la lumière intégrée des galaxies et que les masses stellaires M_* (et taux de formation d'étoiles) peuvent être converties d'une fonction de masse initiale à l'autre avec la relation simple suivante :

$$M_*(\text{BG}) = 0.55 M_*(\text{Salpeter}). \quad (3.6)$$

La combinaison de l'équation pour $TFE(\text{H}\alpha)$ avec cette correction pour l'obscurisation (equation 3.5), le facteur de conversion de la luminosité ($1/0,5 = 2$) et le facteur de conversion pour la fonction de masse initiale de BG (equation 3.6) donne l'équation suivante pour le taux de formation d'étoiles $TFE([\text{OII}])$ (equation 3.7) :

$$TFE([\text{OII}])(\text{M}_\odot/\text{an}) = 2.54 \times 10^{-41} L_{\text{obs}}([\text{OII}])(\text{erg/s}) \quad (3.7)$$

où $L_{\text{obs}}([\text{OII}])$ est la luminosité observée, c'est-à-dire qu'elle ne nécessite pas de correction supplémentaire pour l'obscurisation par la poussière.

3.2 Flux de la raie d'émission

Les spectres sont examinés individuellement afin de mesurer le flux de la raie d'émission $[\text{OII}]\lambda 3727$ en intégrant les valeurs de flux de chaque pixel entre deux bornes d'intégration. Les bornes sont choisies de chaque côté de la raie d'émission de façon à bien représenter le continu stellaire.

Dans un premier temps, cette tâche est effectuée de façon semi-manuelle en utilisant le logiciel IRAF. Les limites d'intégration sont placées manuellement sur les spectres, examinés à tour de rôle avec la tâche *splot*. Ce procédé est répété à quelques reprises, typiquement plus de cinq reprises, afin d'évaluer l'erreur sur la mesure. La mesure finale est donc la moyenne des valeurs individuelles et l'erreur est donnée par l'écart-type. L'avantage de cette technique est la vérification visuelle des spectres, ce qui permet de valider physiquement la mesure en repérant les artéfacts. Le désavantage est l'incertitude reliée à la subjectivité du choix des bornes d'intégration. En d'autres mots, il est possible que différentes personnes évaluent l'intervalle d'intégration de manière différente, surtout dans les cas où la raie d'émission a un faible rapport signal-sur-bruit. L'erreur évaluée à partir de l'écart-type reflète partiellement cet effet puisque les mesures consécutives ont été effectuées en tenant compte d'un éventail de possibilités de bornes d'intégration.

Dans un second temps, les mesures ont été faites de façon automatique avec un programme écrit avec le langage IDL¹. Le programme en question applique un modèle théorique sur les observations. Pour chaque raie d'émission, il ajuste les paramètres du modèle afin de reproduire les points observés par une courbe gaussienne superposée sur une droite. Cette dernière modèle le continu du spectre. Un exemple est montré à la Figure 3.1. L'avantage de cette technique est son objectivité. L'erreur associée à cette méthode reflète la qualité de l'ajustement du modèle par rapport aux données. Cependant, il est nécessaire de vérifier les résultats visuellement. Cette vérification s'impose puisque certains spectres de moindre qualité risquent d'engendrer une confusion entre des artéfacts et le signal de la raie, surtout si la raie en question est effectivement absente (panneau du bas de la Figure 3.1).

De façon générale, les valeurs obtenues des deux façons sont en accord. Le flux mesuré par l'ajustement avec une courbe gaussienne est conservé pour les étapes suivantes, sauf dans quelques cas catastrophiques. Pour ces derniers, la mesure manuelle est utilisée en prenant soin que l'erreur soit réaliste.

3.3 Conversion en taux de formation d'étoiles

Le flux décrit précédemment est une quantité dans le système de référence de l'observateur. La première étape consiste donc à déterminer une quantité qui soit intrinsèque à la galaxie, c'est-à-dire dans le système de référence de l'objet émetteur. Ceci est obtenu par la relation

¹Interactive Data Language

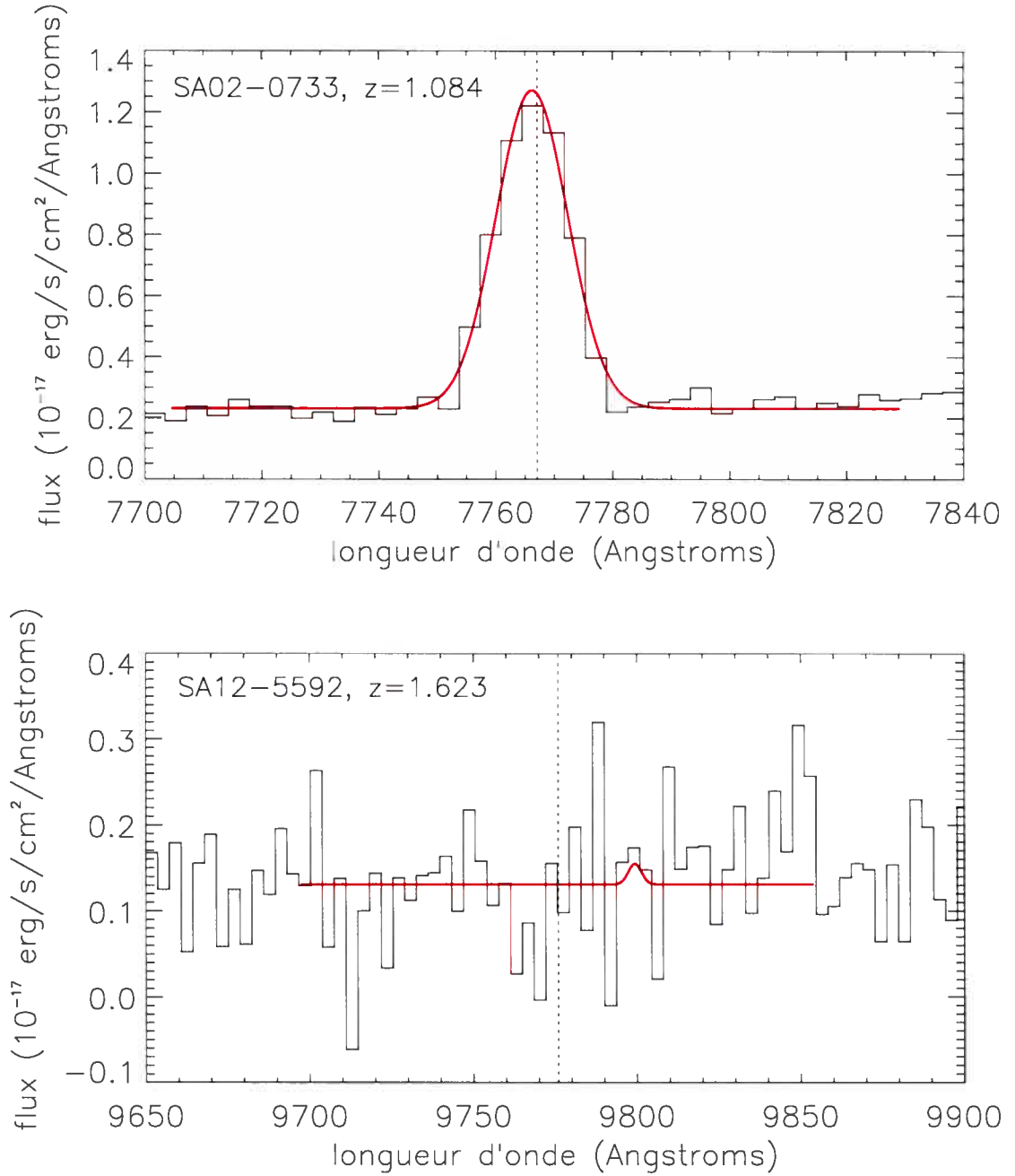


FIG. 3.1 – Exemple de l'ajustement d'une courbe gaussienne superposée sur une droite (trait lisse) pour représenter les données. Le spectre original est montré en mode histogramme. La ligne pointillée verticale indique la longueur d'onde à laquelle on s'attend de voir la raie d'émission [OII], qui est calculée à partir du décalage spectral z : $\lambda_{obs} = \lambda_{repos}(1+z) = 3727\text{\AA} \times (1+z)$. Le panneau du haut montre un exemple où l'ajustement fonctionne bien tandis que le panneau du bas indique un cas où la raie d'émission est absente du spectre.

suivante, reliant le flux (F , énergie par unité de temps par unité de surface) et la luminosité (L , énergie par unité de temps) :

$$L = 4\pi d_L^2 F \quad (3.8)$$

où nous avons introduit la *distance de luminosité* d_L , qui donne une mesure de la distance à l'objet en tenant compte de la géométrie de l'univers telle que décrite par le modèle cosmologique choisi (ici, paramètres $H_0 = 70$ km/s/Mpc, $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$). La relation pour d_L pour notre choix de cosmologie est (Peebles 1993) :

$$d_L = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (3.9)$$

La luminosité des indicateurs du taux de formation d'étoiles donne l'énergie émise par unité de temps par les étoiles auxquelles les indicateurs sont sensibles. Les relations entre cette énergie émise et la masse en étoiles nouvellement formées ont été vues dans les sections précédentes (3.1.1 et 3.1.2).

3.4 Taux de formation d'étoiles global

Le taux de formation d'étoiles global est la somme du taux de formation d'étoiles de toutes les galaxies comprises dans un volume donné de l'univers. On parle aussi de *densité* du taux de formation d'étoiles et dans le cas d'échantillons de galaxies sélectionnées par le flux observé, il est courant d'utiliser la méthode $1/V_{max}$.

La première étape consiste à déterminer le volume de l'univers accessible à chacune des galaxies de l'échantillon. Une galaxie donnée i avec une magnitude absolue M_i est observable à un décalage spectral z tel que la magnitude apparente demeure à l'intérieur de la limite de détection, c'est-à-dire pour $m_i(z) < m_{limite}$ (dans ce cas-ci $m_{limite} = K_s < 20.6$). Le retour sur les définitions des magnitudes absolue et apparente donné dans l'Annexe A illustre le concept d'une valeur maximale de z permise à la galaxie pour être observable ($z < z_{max,i}$).

Dans un même ordre d'idées, le volume maximal accessible à la galaxie i est $V_{max,i} = V(z_{max,i})$ et se calcule avec l'équation ci-dessous :

$$V(z) = \frac{A}{3} \left[\frac{d_L(z)}{1+z} \right]^3, \quad (3.10)$$

où A est l'angle solide du champ observé, exprimé en stéradians et d_L est la distance de luminosité, exprimée en parsec. Dans le cas du GDDS, $A = 4.694 \times 10^{-5}$ stéradians (554.7 arcmin²).

Afin de tenir compte des critères de sélection du GDDS et de restreindre les biais observationnels, il est de mise de corriger pour l'échantillonnage incomplet. Premièrement, l'échantillonnage est quantifié par rapport à la banque de données originale du sondage pho-

tométrique infrarouge Las Campanas. Le poids associé à chaque galaxie, w_i doit être pris en compte pour contrecarrer l'effet de l'échantillonnage sélectif expliqué à la Section 2.1. Deuxièmement, le taux de succès de l'identification spectrale a été utilisé pour dériver un autre poids associé à chaque galaxie g_i selon sa magnitude en bande I et sa couleur $I - K$ (de façon tout-à-fait analogue avec les poids w_i). Pour un intervalle de décalage spectral $z_1 < z < z_2$, le taux global de formation d'étoiles s'écrit :

$$\rho_{TFE}(z_1 < z < z_2) = \sum_{z_1 < z_i < z_2} \frac{TFE_i}{V_i w_i g_i} \quad (3.11)$$

où le volume $V_i = V_{max,i} - V(z_1)$ si $z_{max,i} < z_2$ ou $V_i = V(z_2) - V(z_1)$ sinon.

L'erreur utilisée est l'écart-type pour la statistique de Poisson, c'est-à-dire $\sigma_{\rho_{TFE}} = \rho_{TFE}/\sqrt{N}$, N étant le nombre de galaxies avec $z_1 < z_i < z_2$.

En résumé, l'utilité de l'équation 3.11 provient des corrections pour les trois effets observationnels dominants que sont la limite sur le flux observable (corrigée par $1/V_{max}$), l'échantillonnage (corrigé par $1/w_i$) et le taux de succès de l'identification spectrale (corrigé par $1/g_i$). Il est facile de retrouver la définition du taux global de formation d'étoiles pour un échantillonnage parfait, c'est-à-dire qui comprend *toutes* les galaxies dans un volume V donné. Dans ce cas, $w_i = g_i = 1$ et $V_{max,i} = V$ pour toute galaxie i . Donc,

$$\rho_{TFE}(V) = \frac{\sum_V TFE_i}{V} \quad (3.12)$$

ce qui est la définition de la densité du taux de formation d'étoiles.

TAB. 3.1 – Échantillon de galaxies du GDDS avec leur décalage spectral z , la magnitude dans la bande K_s , les mesures de la magnitude absolue à 2000 Å (M_{2000}), du flux de la raie d'émission [OII] et les valeurs calculées pour les taux de formation d'étoiles $\text{TFE}(M_{2000})$ et $\text{TFE}([\text{OII}])$. Ces variables sont définies dans les sections précédentes.

Objet	z	K_s	M_{2000}	$F([\text{OII}])$ $10^{-17}\text{erg/s/cm}^2$	$\text{TFE}(M_{2000})$ M_\odot/an	$\text{TFE}([\text{OII}])$ M_\odot/an
SA02-0452	0.828	17.87		3.32 ± 0.24		2.37 ± 0.51
SA02-0558	1.593	19.23	-19.94 ± 0.04	2.10 ± 0.60	17.55 ± 1.96	7.55 ± 2.64
SA02-0578	1.124	20.70		2.86 ± 0.39		4.34 ± 1.06
SA02-0585	0.825	20.70		5.42 ± 0.27		3.83 ± 0.80
SA02-0617	1.054	19.12		1.23 ± 0.15		1.59 ± 0.37
SA02-0621	1.350	19.27	-18.57 ± 0.12	3.54 ± 0.52	4.91 ± 0.76	8.46 ± 2.12
SA02-0623	1.003	20.70		5.94 ± 0.24		6.80 ± 1.40
SA02-0687	1.020	19.87		2.23 ± 0.25		2.67 ± 0.62
SA02-0708	1.311	18.64	-18.13 ± 0.16	2.21 ± 0.35	2.86 ± 0.00	4.91 ± 1.26
SA02-0715	1.133	17.52		1.14 ± 0.39		1.76 ± 0.71
SA02-0725	1.085	18.25		1.31 ± 0.31		1.83 ± 0.57
SA02-0733	1.084	18.77		15.30 ± 0.30		21.23 ± 4.32
SA02-0744	1.266	19.93	-19.86 ± 0.03	2.64 ± 0.39	16.96 ± 1.86	5.37 ± 1.35
SA02-0756	0.864	20.70		3.60 ± 0.23		2.86 ± 0.61
SA02-0782	1.049	19.44		1.11 ± 0.18		1.42 ± 0.37
SA02-0834	1.127	20.70		9.64 ± 0.32		14.73 ± 3.02
SA02-0839	1.134	20.70		6.34 ± 0.31		9.84 ± 2.05
SA02-0850	1.392	20.70	-19.46 ± 0.06	8.16 ± 0.66	11.77 ± 1.41	21.03 ± 4.59
SA02-0857	1.049	17.95		1.44 ± 0.21		1.85 ± 0.46
SA02-0946	1.599	20.70	-20.02 ± 0.04	5.39 ± 1.16	19.75 ± 2.20	19.54 ± 5.79
SA02-1011	1.133	19.27		1.66 ± 0.00		0.34 ± 0.00
SA02-1085	1.350	20.70	-19.46 ± 0.06	11.93 ± 0.62	11.80 ± 1.43	28.49 ± 5.96
SA02-1134	0.913	20.70		17.38 ± 0.20		15.78 ± 3.20
SA02-1186	1.050	17.56		2.45 ± 0.30		3.14 ± 0.74
SA02-1243	1.088	20.70		7.41 ± 0.28		10.38 ± 2.14
SA02-1255	1.340	18.23	-17.52 ± 0.30	2.80 ± 0.00	1.15 ± 0.00	1.19 ± 0.00
SA02-1280	1.085	20.70		6.64 ± 0.30		9.24 ± 1.92
SA02-1310	1.135	20.70		12.95 ± 0.98		20.14 ± 4.35
SA02-1417	1.599	19.39	-19.78 ± 0.07	2.06 ± 0.70	14.79 ± 1.83	7.49 ± 2.97

Objet	z	K_s	M_{2000}	$F([OII])$ $10^{-17} \text{erg/s/cm}^2$	$TFE(M_{2000})$ M_{\odot}/an	$TFE([OII])$ M_{\odot}/an
SA02-1543	1.131	18.77		2.05 ± 0.00		0.24 ± 0.00
SA02-1636	1.639	20.04	-20.18 ± 0.04	11.21 ± 1.44	22.54 ± 2.51	43.22 ± 10.36
SA02-1702	1.052	19.52		6.96 ± 0.18		8.97 ± 1.83
SA02-1722	1.233	19.27	-18.17 ± 0.15	1.98 ± 0.25	3.47 ± 0.60	3.78 ± 0.90
SA02-1724	0.996	17.80		2.35 ± 0.20		2.65 ± 0.58
SA02-1741	1.232	20.56	-19.32 ± 0.06	3.91 ± 0.26	10.37 ± 1.21	7.44 ± 1.58
SA02-1777	0.982	19.09		2.12 ± 0.18		2.30 ± 0.51
SA02-1778	0.980	20.30		1.29 ± 0.19		1.40 ± 0.35
SA02-1785	1.002	20.70		10.71 ± 0.15		12.24 ± 2.48
SA02-1790	1.577	20.58	-20.79 ± 0.03	23.55 ± 0.99	39.91 ± 4.35	82.58 ± 17.08
SA02-1842	1.342	18.61	-18.31 ± 0.13	3.39 ± 0.00	3.65 ± 0.59	0.05 ± 0.00
SA02-1878	0.915	20.70		2.94 ± 0.17		2.68 ± 0.56
SA02-1935	0.915	17.90		1.05 ± 0.00		0.40 ± 0.00
SA02-1975	0.912	19.32		1.00 ± 0.17		0.91 ± 0.24
SA02-2025	1.524	20.31	-20.18 ± 0.04	14.86 ± 0.69	22.61 ± 2.53	47.90 ± 9.96
SA02-2082	1.012	20.70		5.90 ± 0.18		6.91 ± 1.42
SA02-2130	1.052	19.23		2.47 ± 0.20		3.18 ± 0.69
SA02-2134	0.931	20.70		5.87 ± 0.16		5.60 ± 1.14
SA02-2171	1.129	19.84		1.03 ± 0.23		1.58 ± 0.47
SA02-2182	1.310	20.70	-19.22 ± 0.06	3.14 ± 0.44	9.46 ± 1.14	6.95 ± 1.71
SA02-2197	1.132	18.45		1.30 ± 0.27		2.01 ± 0.58
SA02-2530	1.527	20.12	-20.26 ± 0.03	10.35 ± 0.88	24.55 ± 2.67	33.50 ± 7.37
SA12-5175	0.891	19.28		1.56 ± 0.15		1.34 ± 0.30
SA12-5224	1.018	20.75		1.24 ± 0.17		1.47 ± 0.36
SA12-5241	1.356	19.74	-20.18 ± 0.02		22.59 ± 2.42	
SA12-5444	1.217	20.09	-19.78 ± 0.03	3.07 ± 0.19	15.82 ± 1.73	5.67 ± 1.20
SA12-5592	1.623	19.42	-19.23 ± 0.09	$\text{NaN} \pm 0.00$	8.03 ± 1.08	2.99 ± 0.00
SA12-5685	0.960	20.12		5.70 ± 0.20		5.86 ± 1.21
SA12-5722	0.841	18.37		2.14 ± 0.17		1.58 ± 0.34
SA12-5724	0.881	19.00		0.55 ± 0.15		0.46 ± 0.16
SA12-5761	1.079	20.15		11.52 ± 0.30		15.81 ± 3.23
SA12-5836	1.348	18.95	-19.09 ± 0.05	5.73 ± 0.00	8.11 ± 0.94	0.89 ± 0.00
SA12-5869	1.510	18.58	-18.15 ± 0.14	4.87 ± 0.00	0.59 ± 0.00	1.72 ± 0.00
SA12-5957	1.340	20.25	-18.40 ± 0.09	2.98 ± 0.16	4.37 ± 0.59	6.99 ± 1.46
SA12-5965	1.862	20.61	-19.03 ± 0.14		7.49 ± 1.25	

Objet	z	K_s	M_{2000}	$F([OII])$ $10^{-17} \text{erg/s/cm}^2$	$TFE(M_{2000})$ M_{\odot}/an	$TFE([OII])$ M_{\odot}/an
SA12-6072	1.576	19.79	-18.78 ± 0.09	2.17 ± 0.46	5.76 ± 0.77	7.61 ± 2.24
SA12-6131	1.308	19.18	-17.64 ± 0.20	3.29 ± 0.00	1.83 ± 0.00	0.32 ± 0.00
SA12-6192	1.505	19.86	-20.43 ± 0.02	4.35 ± 0.80	28.35 ± 3.03	13.58 ± 3.72
SA12-6232	1.112	20.35		6.46 ± 0.32		9.55 ± 1.99
SA12-6301	1.760	19.49	-21.50 ± 0.01		75.70 ± 8.00	
SA12-6526	1.187	20.71		8.04 ± 0.23		13.97 ± 2.86
SA12-6619	1.078	18.03		4.01 ± 0.20		5.49 ± 1.15
SA12-6627	1.325	20.89	-19.71 ± 0.03	0.85 ± 0.43	14.86 ± 1.62	1.94 ± 1.06
SA12-6771	1.273	19.84	-17.83 ± 0.16	2.28 ± 0.26	2.53 ± 0.45	4.71 ± 1.10
SA12-6896	1.299	21.00	-18.89 ± 0.07	5.03 ± 0.25	7.01 ± 0.85	10.92 ± 2.28
SA12-7045	1.297	19.73	-17.63 ± 0.19	2.40 ± 0.00	2.10 ± 0.42	0.09 ± 0.00
SA12-7250	1.900	19.94	-20.41 ± 0.04		25.42 ± 2.84	
SA12-7359	1.409	20.32	-19.45 ± 0.04	2.02 ± 0.22	11.62 ± 1.30	5.35 ± 1.23
SA12-7455	0.830	18.87		2.21 ± 0.14		1.58 ± 0.34
SA12-7524	1.755	19.93	-19.66 ± 0.05		13.51 ± 1.55	
SA12-7595	1.371	19.68	-18.56 ± 0.08	2.95 ± 0.43	4.86 ± 0.63	7.33 ± 1.83
SA12-7852	0.964	19.17		0.74 ± 0.21		0.77 ± 0.27
SA12-8025	1.397	18.91	-18.47 ± 0.09		4.10 ± 0.55	
SA12-8037	1.267	19.22	-19.11 ± 0.04	0.91 ± 0.24	8.20 ± 0.92	1.86 ± 0.61
SA12-8139	1.189	19.29		1.35 ± 0.13		2.35 ± 0.53
SA12-8266	1.047	19.35		0.60 ± 0.10		0.76 ± 0.20
SA12-8506	1.267	19.21	-18.29 ± 0.09	0.15 ± 0.11	3.79 ± 0.51	0.31 ± 0.22
SA12-8668	0.987	19.22		5.85 ± 0.21		6.44 ± 1.33
SA12-8895	1.649	18.48	-19.61 ± 0.05	2.74 ± 0.92	9.39 ± 0.00	10.74 ± 4.22
SA12-8983	0.963	18.24		0.64 ± 0.13		0.55 ± 0.00
SA15-3841	1.460	21.00	-19.29 ± 0.05	3.98 ± 0.34	10.05 ± 1.16	11.54 ± 2.53
SA15-4231	1.326	21.00	-17.19 ± 10.30	1.63 ± 0.00	1.45 ± 0.00	0.85 ± 0.00
SA15-4272	0.918	21.00		3.29 ± 0.11		3.03 ± 0.62
SA15-4367	1.084	19.47		0.69 ± 0.13		0.96 ± 0.27
SA15-4662	0.897	20.47		2.87 ± 0.11		2.49 ± 0.51
SA15-4687	1.211	20.93	-18.81 ± 0.07	1.59 ± 0.14	6.45 ± 0.78	2.90 ± 0.64
SA15-4762	1.589	19.86	-19.31 ± 0.06	4.45 ± 0.55	9.55 ± 1.14	15.90 ± 3.77
SA15-4828	1.980	20.93	-20.30 ± 0.05		25.08 ± 2.90	
SA15-5005	1.845	19.59	-19.57 ± 0.09		11.25 ± 1.51	
SA15-5127	1.187	20.19		8.76 ± 0.16		15.23 ± 3.10

Objet	z	K_s	M_{2000}	$F([OII])$ $10^{-17} \text{erg/s/cm}^2$	$TFE(M_{2000})$ M_{\odot}/an	$TFE([OII])$ M_{\odot}/an
SA15-5231	0.876	21.00		2.45 ± 0.14		2.01 ± 0.42
SA15-5348	0.964	17.99		0.73 ± 0.25		0.76 ± 0.30
SA15-5365	1.538	19.34	-19.80 ± 0.04	5.15 ± 0.92	15.35 ± 1.71	16.96 ± 4.59
SA15-5513	1.136	18.98		2.41 ± 0.00		0.16 ± 0.00
SA15-5596	0.890	21.00		8.42 ± 0.18		7.18 ± 1.46
SA15-5653	1.257	19.73	-18.96 ± 0.06	3.98 ± 0.29	7.34 ± 0.89	7.96 ± 1.71
SA15-5731	1.350	21.00	-19.16 ± 0.06	1.71 ± 0.28	8.92 ± 1.08	4.08 ± 1.06
SA15-6369	1.047	21.00		6.03 ± 0.18		7.67 ± 1.57
SA15-6396	1.928	21.00	-20.68 ± 0.03		36.21 ± 3.96	
SA15-6565	0.959	21.00		8.39 ± 0.22		8.60 ± 1.76
SA15-6718	1.258	21.00	-18.07 ± 0.13	1.11 ± 0.27	3.27 ± 0.51	2.23 ± 0.70
SA15-6846	0.962	18.76		1.21 ± 0.22		1.25 ± 0.34
SA15-6851	1.126	18.77		2.74 ± 0.35		4.18 ± 1.00
SA15-6968	0.855	21.00		1.72 ± 0.16		1.33 ± 0.29
SA15-7543	1.801	19.03	-18.81 ± 0.14		3.55 ± 0.00	
SA15-7589	1.103	21.00		4.03 ± 0.28		5.84 ± 1.25
SA15-7972	1.361	19.12	-17.57 ± 0.24		1.79 ± 0.43	
SA15-9333	1.109	20.25		3.42 ± 0.36		5.02 ± 1.15
SA22-0040	0.818	20.28		7.95 ± 0.20		5.50 ± 1.12
SA22-0062	1.154	18.60		0.75 ± 0.23		1.22 ± 0.44
SA22-0083	0.861	19.12		1.38 ± 0.22		1.08 ± 0.28
SA22-0107	1.448	18.33	-18.27 ± 0.12	2.15 ± 0.28	1.88 ± 0.00	6.10 ± 1.47
SA22-0128	1.024	18.90		1.42 ± 0.19		1.71 ± 0.42
SA22-0188	0.874	20.45		5.19 ± 0.22		4.23 ± 0.88
SA22-0189	1.490	18.05	-18.28 ± 0.13		1.30 ± 0.00	
SA22-0206	1.010	19.91		2.24 ± 0.22		2.61 ± 0.59
SA22-0230	1.011	19.78		1.45 ± 0.14		1.69 ± 0.38
SA22-0240	0.820	21.00		2.12 ± 0.17		1.48 ± 0.32
SA22-0281	1.022	17.97		1.24 ± 0.22		1.49 ± 0.40
SA22-0299	1.086	20.45		12.51 ± 0.34		17.44 ± 3.56
SA22-0300	1.024	20.95		6.06 ± 0.32		7.30 ± 1.53
SA22-0315	0.909	18.66		4.66 ± 0.23		4.18 ± 0.87
SA22-0331	0.882	19.90		15.19 ± 0.17		12.66 ± 2.57
SA22-0398	1.395	19.04	-18.61 ± 0.09		5.08 ± 0.69	
SA22-0435	0.877	20.44		1.43 ± 0.19		1.18 ± 0.29

Objet	z	K_s	M_{2000}	$F([OII])$ $10^{-17} \text{erg/s/cm}^2$	$TFE(M_{2000})$ M_{\odot}/an	$TFE([OII])$ M_{\odot}/an
SA22-0455	1.313	19.50	-18.06 \pm 0.12	1.01 \pm 0.34	3.09 \pm 0.46	2.26 \pm 0.88
SA22-0510	0.820	18.80		0.84 \pm 0.19		0.59 \pm 0.18
SA22-0554	0.875	18.99		2.23 \pm 0.00		0.08 \pm 0.00
SA22-0568	1.270	19.52		9.21 \pm 0.48		18.92 \pm 3.96
SA22-0651	1.493	20.50	-20.21 \pm 0.02		23.50 \pm 2.52	
SA22-0674	1.489	18.77	-18.14 \pm 0.12	0.75 \pm 0.24	2.42 \pm 0.00	0.90 \pm 0.00
SA22-0710	0.879	18.40		0.29 \pm 0.14		0.14 \pm 0.00
SA22-0735	1.486	21.00	-19.57 \pm 0.05	5.90 \pm 0.44	13.06 \pm 1.52	17.86 \pm 3.86
SA22-0758	1.400	19.99	-18.92 \pm 0.06	2.19 \pm 0.35	7.05 \pm 0.85	5.72 \pm 1.47
SA22-0770	0.875	18.69		0.52 \pm 0.13		0.43 \pm 0.14
SA22-0871	0.978	19.60		1.43 \pm 0.28		1.54 \pm 0.43
SA22-0893	0.875	19.11		0.78 \pm 0.17		0.64 \pm 0.19
SA22-0948	1.396	18.93	-18.60 \pm 0.08	1.67 \pm 0.00	5.00 \pm 0.65	0.47 \pm 0.00
SA22-0964	1.511	19.43	-20.01 \pm 0.03	3.82 \pm 0.78	19.09 \pm 2.08	12.04 \pm 3.47
SA22-0995	0.821	20.61		0.79 \pm 0.16		0.55 \pm 0.16
SA22-1042	1.525	19.42	-19.85 \pm 0.03	7.86 \pm 0.72	16.18 \pm 1.76	25.38 \pm 5.65
SA22-1045	1.369	19.00	-20.15 \pm 0.02	5.51 \pm 0.74	21.98 \pm 2.36	13.63 \pm 3.32
SA22-1055	1.341	19.27	-19.68 \pm 0.03	3.49 \pm 0.22	14.16 \pm 1.55	8.21 \pm 1.74
SA22-1559	1.895	20.60	-20.51 \pm 0.04		29.99 \pm 3.36	
SA22-1674	0.879	21.00		6.59 \pm 0.17		5.45 \pm 1.11
SA22-1909	1.488	20.68	-20.52 \pm 0.02	7.29 \pm 0.42	31.36 \pm 3.36	22.14 \pm 4.66
SA22-1923	1.043	19.63		16.02 \pm 0.19		20.21 \pm 4.10
SA22-1951	1.484	20.29	-18.96 \pm 0.06	4.76 \pm 0.47	7.26 \pm 0.87	14.36 \pm 3.24
SA22-1983	1.488	19.06	-18.08 \pm 0.13	2.54 \pm 0.00	2.06 \pm 0.00	0.25 \pm 0.00
SA22-2045	1.111	20.35		4.73 \pm 0.32		6.97 \pm 1.49
SA22-2172	1.562	20.49	-20.36 \pm 0.02	9.62 \pm 0.77	26.82 \pm 2.87	32.94 \pm 7.18
SA22-2237	1.447	20.52	-19.58 \pm 0.04	7.23 \pm 0.34	13.02 \pm 1.46	20.51 \pm 4.26
SA22-2247	1.039	20.13		1.38 \pm 0.16		1.72 \pm 0.40
SA22-2264	1.672	20.36	-20.41 \pm 0.03	13.20 \pm 2.29	27.99 \pm 3.05	53.45 \pm 14.25
SA22-2395	1.486	20.40	-20.96 \pm 0.01	4.15 \pm 0.46	46.82 \pm 4.95	12.57 \pm 2.91
SA22-2400	1.969	19.93	-21.15 \pm 0.03		53.96 \pm 5.92	
SA22-2526	1.376	18.91	-20.56 \pm 0.02	1.80 \pm 0.39	32.33 \pm 3.46	4.51 \pm 1.34
SA22-2548	1.022	17.84		1.95 \pm 0.22		2.34 \pm 0.54
SA22-2587	1.395	19.27	-17.77 \pm 0.18	2.36 \pm 0.00	2.23 \pm 0.45	1.49 \pm 0.00
SA22-2703	1.339	20.65	-19.96 \pm 0.03	6.63 \pm 0.25	18.68 \pm 2.05	15.52 \pm 3.20

Objet	z	K_s	M_{2000}	$F([OII])$ $10^{-17} \text{erg/s/cm}^2$	$TFE(M_{2000})$ M_{\odot}/an	$TFE([OII])$ M_{\odot}/an
SA22-2788	1.593	21.00	-20.17 ± 0.03	5.20 ± 0.39	22.74 ± 2.48	18.69 ± 4.04
SA22-2863	0.918	19.25		1.87 ± 0.21		1.72 ± 0.40

Chapitre 4

Article *Cosmic Star Formation History and its Dependence on Galaxy Stellar Mass*

4.1 Présentation de l'article

L'article présenté dans ce chapitre a été publié dans la revue scientifique *The Astrophysical Journal*, Volume 619, pp L135-L138, 2005. Le contexte historique a été présenté à la Section 1.3.

Selon le principe adopté par l'équipe du GDDS, la liste des auteurs de chaque article publié reflète la collaboration entière du GDDS. Voici la liste des auteurs et leur contribution respective à l'article :

Je suis la principale et première auteure de la lettre *Cosmic Star Formation History and its Dependence on Galaxy Stellar Mass*. Cette lettre présente les résultats de mes recherches. J'ai effectué les mesures du taux de formation d'étoiles et les calculs tels qu'expliqués dans le Chapitre 3. J'ai conçu les figures et j'ai rédigé la version originale de l'article.

Karl Glazebrook¹ a fourni les valeurs de la masse sous formes d'étoiles des galaxies et les valeurs de z_{max} qu'il a calculées en ajustant les distributions d'énergie spectrale avec des modèles. Les masses ont d'abord servi à l'article dont il est le principal auteur (Glazebrook et al 2004). Il a aussi contribué à améliorer le texte.

David Crampton² est mon co-superviseur et a guidé mes recherches de façon générale. Il s'est beaucoup impliqué dans le traitement de données initial du projet GDDS. Quant à l'article, il a révisé le texte et a fait des suggestions pour l'améliorer.

Patrick J. McCarthy³ s'est impliqué dans la modélisation d'un sous-échantillon de galaxies

¹Department of Physics & Astronomy, Johns Hopkins University, Baltimore MD, É.-U.

²NRC Herzberg Institute for Astrophysics, Victoria, BC, Canada

³Carnegie Observatories, Pasadena CA, É.-U.

sélectionnées comme étant vieilles (McCarthy et al 2004). En ce qui a trait à l'article, il a contribué à l'amélioration du texte et de la présentation des figures.

Sandra Savaglio⁴ a fourni des commentaires sur les premiers brouillons du texte et a discuté de l'obscurité par la poussière en particulier. Elle a aussi fait des mesures de flux de raies d'émission pour un sous-échantillon différent. Les objets en commun ont servi pour vérifier que les mesures faites de façon indépendante par elle et par moi concordent bien.

Roberto Abraham⁵ a répondu à plusieurs questions générales sur les données et le catalogue, dont il est le premier auteur (Abraham et al 2004). Il a également contribué à l'amélioration du texte et de la présentation des figures.

Raymond G. Carlberg⁶ a suggéré la réalisation de certains calculs dont une version préliminaire du temps caractéristique de la croissance de la masse stellaire. Il a apporté quelques commentaires scientifiques qui ont aidé à pousser la réflexion sur les données et les résultats.

Hsiao-Wen Chen⁷ est impliquée surtout dans le calcul de la photométrie du projet *Las Campanas InfraRed Survey*. Ses calculs ont été très utiles pour le catalogue photométrique. Quand à l'article, elle a donné quelques commentaires sur une version avancée.

Damien Le Borgne⁸ s'intéresse aux galaxies *poststarburst* (Le Borgne et al 2005). Quant à l'article, il a donné quelques commentaires et a vérifié que les résultats de l'histoire de formation d'étoiles que j'ai trouvés sont cohérents avec les traces de formation d'étoiles des galaxies *poststarburst*.

Ronald O. Marzke⁹, Kathy Roth¹⁰, Inger Jørgensen¹¹, Isobel Hook¹² et Richard Murowinski¹³ ont contribué aux phases initiales du projet GDDS et à la prise de données (avant que je sois membre de l'équipe du GDDS).

Enfin, René Doyon et Daniel Nadeau ont supervisé mon cheminement général. D'ailleurs, René Doyon a été impliqué dans l'initiative et le choix de mon projet de maîtrise. Il a initié une collaboration solide avec David Crampton, ce qui m'a permise d'entreprendre ce projet et de me faire accepter dans l'équipe du GDDS. Daniel Nadeau et René Doyon ont également offert des conseils de niveau technique, comme pour la programmation des routines nécessaires à l'exécution des tâches décrites dans le Chapitre 3. De plus, ils ont apporté des éléments de discussion scientifique et ont aidé à la rédaction d'une lettre qui vulgarise les résultats et qui a paru dans l'édition de juin 2005 de *Gemini Newsletter*, revue de nouvelles qui cible des lecteurs moins spécialisés. De plus, ils m'ont supportée généreusement pour présenter les

⁴Department of Physics & Astronomy, Johns Hopkins University, Baltimore MD, É.-U.

⁵Department of Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, Toronto ON, Canada

⁶Department of Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, Toronto ON, Canada

⁷Center for Space Sciences, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge MA, É.-U.

⁸Department of Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, Toronto ON, Canada

⁹Department of Physics and Astronomy, San Francisco State University, San Francisco CA, É.-U.

¹⁰Gemini Observatory, 670 North A'ohoku Place, Hilo HI, É.-U.

¹¹Gemini Observatory, 670 North A'ohoku Place, Hilo HI, É.-U.

¹²UK Gemini Operations Center, Oxford University, Oxford, R.-U.

¹³NRC Herzberg Institute for Astrophysics, Victoria, BC, Canada

résultats de mes travaux lors de conférences et ainsi faire connaître l'article qui est présenté dans les prochaines sections.

4.2 Abstract

We examine the cosmic star formation rate (SFR) and its dependence on galaxy stellar mass over the redshift range $0.8 < z < 2$ using data from the Gemini Deep Deep Survey (GDDS). The SFR in the most massive galaxies ($M_{\star} > 10^{10.8} M_{\odot}$) was six times higher at $z = 2$ than it is today. It drops steeply from $z = 2$, reaching the present day value at $z \sim 1$. In contrast, the SFR density of intermediate mass galaxies ($10^{10.2} \leq M_{\star} < 10^{10.8} M_{\odot}$) declines more slowly and may peak or plateau at $z \sim 1.5$. We use the characteristic growth time $t_{SFR} \equiv \rho_{M_{\star}} / \rho_{SFR}$ to provide evidence of an associated transition in massive galaxies from a burst to a quiescent star formation mode at $z \sim 2$. Intermediate mass systems transit from burst to quiescent mode at $z \sim 1$, while the lowest mass objects undergo bursts throughout our redshift range. Our results show unambiguously that the formation era for galaxies was extended and proceeded from high to low mass systems. The most massive galaxies formed most of their stars in the first ~ 3 Gyr of cosmic history. Intermediate mass objects continued to form their dominant stellar mass for an additional ~ 2 Gyr, while the lowest mass systems have been forming over the whole cosmic epoch spanned by the GDDS. This view of galaxy formation clearly supports ‘downsizing’ in the SFR where the most massive galaxies form first and galaxy formation proceeds from larger to smaller mass scales.

4.3 Introduction

The evolution of the global star formation rate provides a sensitive probe of galaxy formation and evolution. The earliest determinations of the evolving star formation rate density (SFRD) showed a steep decline from $z \sim 1$ to the present (Lilly et al. 1996; Madau et al. 1996). The behavior of the SFRD at early epochs ($z > 1$) remains uncertain due to variations amongst SFR diagnostics and poorly constrained (yet potentially large) extinction corrections in the primary rest-frame UV diagnostics (Steidel et al. 1999). Despite these challenges Hopkins (2004) recently compiled results from 33 studies over the range $z = 0$ to $z \approx 6$. The data were used to constrain the luminosity function of star-forming galaxies, and were found to be consistent to within a factor of three over $0 < z < 6$.

Additional insight into star formation histories (SFH) may be gained by the consideration of other physical galaxy properties. Stellar mass is arguably the key parameter. The mass in stars provides a measure of the integral of past galaxy stellar mass assembly, which can be coupled with the instantaneous SFR to give a more complete view of galaxy evolution. Mass-based evolution studies are far more deterministic since unlike luminosity, mass evolution is monotonic. While high-luminosity galaxies often evolve into low-luminosity systems, massive

galaxies at early epochs must have descendants among the present massive galaxy population. Recent advances in the modeling of multi-color, and particularly near-IR, selected samples lead to fairly robust determinations of stellar masses for galaxies over a wide range of redshifts and luminosities (Brinchmann and Ellis 2000; Fontana et al. 2004; Glazebrook et al. 2004, hereafter Paper III).

Heavens et al. (2004) inferred the star formation history (SFH) of the universe by modeling the spectra of 96,545 local SDSS galaxies. Their results indicate that SFHs vary strongly with *present-day* stellar mass. Galaxies with $M_\star < 10^{10.7} M_\odot$ go through the peak of their star formation (SF) at low redshift ($z \leq 0.5$) and $M_\star > 10^{11.2} M_\odot$ galaxies show an increasing SF activity to $z > 2$. We take advantage of the near-IR selection of the Gemini Deep Deep Survey (GDDS, Abraham et al. 2004, hereafter Paper I) to study directly the evolution of the SFRD as a function of stellar mass at the epoch of observation. Direct measurements of SFRs in the most massive systems at $z > 1$ were made possible only recently, with the progress of spectroscopy of near-IR surveys probing the redshift range $1 < z < 2$. We use $(H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda) = (70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, 0.3, 0.7)$ and Vega magnitudes throughout this paper.

4.4 Data and Sample Selection

The GDDS is a spectroscopic survey of an optical and near-IR selected sample targetting massive galaxies at $0.8 < z < 2.0$. The sample is drawn from the Las Campanas IR imaging survey (McCarthy et al. 2001; Chen et al. 2002), and was designed to select galaxies in the $0.8 < z < 2$ range with an emphasis on the reddest galaxies. Galaxy stellar masses are determined from the mass-to-light ratio M/L_K obtained by fitting the *VIK* photometry with a grid of SED models (Paper III). The sample selection function and weights, details of the observations and catalogs are described in Paper I. The sampling weights are derived as a function of color and magnitude and are used when computing volume-averaged quantities such as the mass density (Paper III) and the SFRD.

The sample selected to compute the SFRD consists of spectra from the GDDS that satisfy: (1) $K < 20.6$ (survey limit), (2) redshift confidence level greater than 75% ($\text{conf} \geq 2$ in Paper I notation) and (3) absence of strong active galactic nuclei activity ($\text{agn} = 0$ in Paper I notation). From the original GDDS sample of 308 spectra, 211 meet the K -detection and redshift confidence class criteria. Strong AGN contamination occurs for 1.9% (4/211) of those objects, bringing the final sample to 207 galaxies.

4.5 Method

Given the redshift range spanned by the GDDS, the available SFR indicators are the $[\text{OII}]\lambda 3727$ emission line and the luminosity of the rest-frame UV continuum. For the latter, we chose the absolute rest-frame AB magnitude M_{2000} , defined in a synthetic $1900 < \lambda < 2100$

Å box filter using an empirical interpolation scheme from the observed V and I magnitudes (Savaglio et al. 2004 (Paper II)). The redshift range is restricted to $z < 1.6$ for $\text{SFR}([\text{OII}])$ measurements as the $[\text{OII}]$ emission is redshifted out of the optical range at $z > 1.6$. For the $\text{SFR}(M_{2000})$ measurements, we use the redshift range where the M_{2000} interpolation is reliable, i.e. $1.2 < z < 2.0$. Details of the SFR measurements will be given in a forthcoming paper (Juneau et al. in prep.). Briefly, we use the standard $\text{SFR}(H\alpha)$ conversion of Kennicutt (1998) assuming $([\text{OII}]/H\alpha)_{\text{obs}} = 0.5$ (Glazebrook et al. 1999). Since we use the observed ratio, we need to correct the integrated luminosities at $H\alpha$. We adopt the average extinction of $A_{H\alpha} = 1$ derived from local galaxy samples (Kennicutt 1992).

For SFR measurements based on the rest-frame UV continuum, we apply a dust attenuation correction of the stellar continuum of $A_V = 1$. This is the value typically used in the literature when no direct measure of dust obscuration is available (e.g. Lilly et al. 2003, Sullivan et al. 2000). Following the prescription of Calzetti (2001) this correction is $A_{2000} = 2.2$ at 2000 Å. The mean dust obscuration in galaxies depends on sample selection. K -band selection could include more heavily obscured systems. If the mean extinction is greater by 1 mag, the values of SFR (§4) and SFRD (§5) will shift up by a factor 2.5 whereas t_{SFR} (§5) will be lower by the same factor.

The SFRD is computed with the $1/V_{\text{max}}$ method and corrected for both sampling and spectroscopic incompleteness. We define spectroscopic completeness factors that depend on the color and the magnitude in the same fashion as the sampling weights from paper I. We divide the number of spectra with high confidence redshifts ($\text{conf} \geq 2$) by the number of slits in each cell of the color-magnitude plane (see Figure 12 of Paper I). The median spectroscopic completeness of the sample according to this definition is 82%, consistent with the overall spectroscopic completeness of 79% for the GDDS.

Throughout this paper, we adopt the Baldry & Glazebrook (2003) (BG03) Initial Mass Function (IMF), which has a very similar slope to the Salpeter (1955) IMF at high masses and provides a good fit to cosmic and galaxy colors locally. The galaxy masses and SFRs based on BG03 can be used interchangeably with those of Salpeter given the conversion $M(\text{BG03}) = 0.55M(\text{SP})$, this ratio is virtually independent of SFH to an accuracy of a few percent.

4.6 Star Formation Rates

The SFRs of the individual galaxies are plotted in Figure 1. The values estimated from the $[\text{OII}]$ luminosity (circles) and those obtained with the continuum luminosity at 2000Å (triangles) suggest an increase by over one order of magnitude in the upper envelope of the SFR values between $z = 0.8$ and $z = 2$. The color of the plotting symbols is keyed to the stellar mass of the galaxies. The mass bin corresponding to the lowest mass galaxies is $10^{9.0} \leq M_* < 10^{10.2} M_\odot$ (blue), the intermediate mass is defined as $10^{10.2} \leq M_* < 10^{10.8} M_\odot$.

(green) and the high mass galaxies have $10^{10.8} \leq M_{\star} < 10^{11.5} M_{\odot}$ (red). Note that K -selected samples will miss contributions from low-mass star-forming galaxies fainter than the K -limit. (We show later in Figure 2 that our full $K < 20.6$ sample underestimates the *total* SFRD by a factor of 2–3.)

In nearly 10% (20/207) of the galaxies, no [OII] emission is detected in our spectra. These systems appear to be primarily massive, quiescent galaxies and their number is uniformly distributed with z (upper limit symbols). The [OII] flux limit varies from one spectrum to another, depending on the redshift and the integration time for each mask. A conservative flux detection limit of $F([\text{OII}])_{\text{lim}} = 0.6 \times 10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ is shown as a dotted line in Figure 1. The upper envelope of the [OII]-derived SFRs is representative of star formation in massive galaxies selected at longer wavelength (e.g. $2\mu\text{m}$) rather than samples selected in the rest-frame UV. To contrast our K selection, Figure 1 also shows a complementary dataset: a subsample of HDF-N galaxies detected by Chandra (shown as plus symbols, and taken from Cohen 2003). Since strong X-ray and [OII] emission is necessary for inclusion in this sample it includes objects with very high SFRs and the sample is not directly comparable. However, it follows the same trend as the GDDS sample. Figure 1 demonstrates that the photometric redshift cut used to select galaxies at $0.8 < z < 2.0$ was efficient, as only a handful of objects were observed outside that redshift range (gray area).

The two tracers of SFR were directly compared in the redshift interval in which they overlap: $1.2 < z < 1.6$. We found a good linear correlation, with a dispersion $\sim 0.6 \text{ dex}$ (Juneau et al. in prep.). The scatter might result from the fact that adopting a single value for dust attenuation is not likely to be a realistic representation of a diverse set of galaxies.

4.7 Star Formation Rate Density and Characteristic growth Timescale

The mass selection of the GDDS provides an opportunity to probe cosmic star formation as a function of galaxy stellar mass. In Figure 2 we show the global SFRD for our three mass bins, the total GDDS sample, and the compilation from Hopkins (2004). As in Figure 1, the symbol type is keyed to star formation indicator, circles show [OII] measurements, the triangles represent rest-frame 2000\AA based rates. The local SFRDs derived from the SDSS by Brinchmann et al. (2004) in our three mass bins are also shown in Figure 2 (square symbols). These have been transformed to the same IMF and corrected for extinction in the same manner as the GDDS measurements. The comparison with Figure 1 indicates that the increase of SFRD with z is linked with the increase of SFR in individual galaxies.

Paper III shows that for $M_{\star} > 10^{10.8} M_{\odot}$ our sample is mass-complete over our full redshift range. At lower masses, $10^{10.2} \leq M_{\star} < 10^{10.8} M_{\odot}$ we start to become incomplete for $z > 1.15$. However the effect is minor because it is the *red* objects which start to be missed and

these contribute *least* to the SFRD. In this sense, mass-incompleteness also means sensitivity biased towards bluer objects. We can estimate this incompleteness, and calculate a reasonable correction, by bootstrapping from the $z \leq 1.15$ complete sample. We calculate that if these objects were placed at $z = 1.5$ we would see 90% of the total SFRD, and at $z = 1.8$ we would see 62%. Note we are effectively assuming that the high- z sample displays the same range of M/L_K values as the low- z sample. In practice we expect the high- z sample to be bluer, which would make us *more* complete. Thus we think our correction is conservative; we extend the upper error bars in Figure 2 to reflect the magnitude of this correction. For $M_\star < 10^{10.2} M_\odot$ we are incomplete throughout our redshift range and plot the SFRD values as lower limits.

The key result of this paper is illustrated in Figure 2: the cosmic SFRD is a strong function of galaxian stellar mass. The SFRD in our high mass bin ($M_\star > 10^{10.8} M_\odot$), while making a minority contribution to the global SFRD, is a factor ~ 6 higher at $z = 2$ than it is at present. The SFRD of these massive galaxies has strongly declined since $z = 2$ and reached the present-day level at $z \sim 1$. The SFRD in the intermediate mass bin ($10^{10.2} \leq M_\star < 10^{10.8} M_\odot$) has also steeply declined since $z \sim 1.2$ and appears to have reached a peak or a plateau at a redshift of ~ 1.5 . The SFRD in the intermediate mass bin then declined to the present day level at $z < 1$ and since that time most of the SFRD has been in low mass galaxies. Our lowest mass bin ($M_\star < 10^{10.2} M_\odot$) is strongly mass-incomplete. The comparison with the Hopkins points shows that we miss about half the total SFRD at $z \sim 1$. This would come from low mass galaxies fainter than our survey K limit.

Additional insight into the growth of galaxies can be gained from comparing the stellar mass density to the SFRD over a range of redshifts. The ratio gives a characteristic growth timescale $t_{SFR} = \rho_{M_\star} / \rho_{SFR}$ which can be interpreted simply as the time required for the galaxies to assemble their observed stellar mass assuming that their observed SFR stays constant. Results for the GDDS sample are shown in Figure 3. In this figure we compare t_{SFR} with the Hubble time $t_H(z)$, the age of the universe at a given redshift. If equal, galaxies can form all their observed stars in a Hubble time. At a given redshift, $t_{SFR} > t_H$ suggests that the galaxies are in a declining or quiescent star formation mode at the observed redshift and that the bulk of their star formation has occurred in the past. Conversely, $t_{SFR} < t_H$ indicates that the galaxies are going through a burst phase. This past average-to-present SFR allows us to investigate the *mode* of SFR in the SFRD(z) diagram. The highest mass galaxies are in a quiescent mode at low- z , transiting to a burst mode at $z \sim 1.8$. The intermediate mass objects make a similar transition at $z \sim 1.1$. The lowest mass systems appear to be observed in a burst mode at all redshifts, though we note our selection is only sensitive to the bluest objects for this mass-incomplete subsample. The transition redshift from burst mode to quiescent mode is a strong function of stellar mass and looks like a time-delayed echo of the corresponding downturn in the SFRD(z) diagram.

4.8 Discussion and Summary

Figures 2 and 3 paint a simple picture of galaxy formation in a volume-averaged sense. The upper envelope of SFR rises with redshift and one sees very clear mass-dependent effects in the $\text{SFRD}(z)$ and $t_{\text{SFR}}(z)$ diagrams. The mass-scale of the SFR and of burst activity both decline with time.

The basic conclusion is that the most massive systems formed early and were nearly finished forming their stars by $z \sim 1.5 - 2$. This is supported by several other lines of evidence. The reddest galaxies in the $1 < z < 2$ interval appear to have ages > 1 Gyr and $z_f > 2$ (McCarthy et al. 2004; Cimatti et al. 2004). These objects are $\sim 10^{11} M_{\odot}$ and suggest that the rising SFRD seen in the high-mass bin of Figure 2 continues to increase, reaching a peak somewhere in the $2 < z < 4$ interval. The most massive *local* galaxies seen in the SDSS also appear to be dominated by stars with early formation redshifts (Heavens et al. 2004). The Hubble sequence begins to emerge between $1 < z < 2$, and appears to be in place at $z \sim 1$ (Brinchmann & Ellis 2000). Disk galaxies that are seen at $z > 2$ are primarily in massive stellar systems (e.g. Labbé et al 2003; Stockton et al. 2004). As Figure 3 shows, by $z \sim 1$ both the high and intermediate mass populations, those that dominated the elliptical and disk portions of the Hubble sequence, have transitioned to fairly quiescent SF and have formed the bulk of their stars. A puzzle remains in the continued accumulation in the *number* of massive (see Paper III and Fontana et al. 2004) and/or red-sequence (Bell et al. 2004) galaxies by a factor of ~ 2 over $0 < z < 1$. This now has to occur without making a large contribution to the global SFRD in the visible and rest-UV, perhaps via mergers that produce either little or heavily obscured star formation.

Our view of galaxy formation reveals a clear ‘downsizing’ of star formation from high-mass to low-mass galaxies with time. This basic picture was first suggested by Cowie et al. (1996). The downsizing picture of galaxy *stellar mass* assembly is the reverse of the original picture of hierarchical *dark matter* assembly (Blumenthal et al. 1984) where the large units come last in the sequence. If the hierarchical picture is correct, then star formation must be much more efficient in early times in high-mass systems, as is required (e.g. Paper III) to explain their space densities at high redshift.

4.9 Acknowledgments

The authors wish to thank J. Brinchmann and the referee for their valuable comments. Observations were obtained at the Gemini Observatory, which is operated by AURA Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the NSF (US), PPARC (UK), NRC (Canada), CONICYT (Chile), ARC (Australia), CNPq (Brazil) and CONICET (Argentina) and at the Las Campanas Observatory of the OCiw. KG and SS acknowledge support from the David and Lucille Packard Foundation, RGA acknowledges

support from the NSERC.

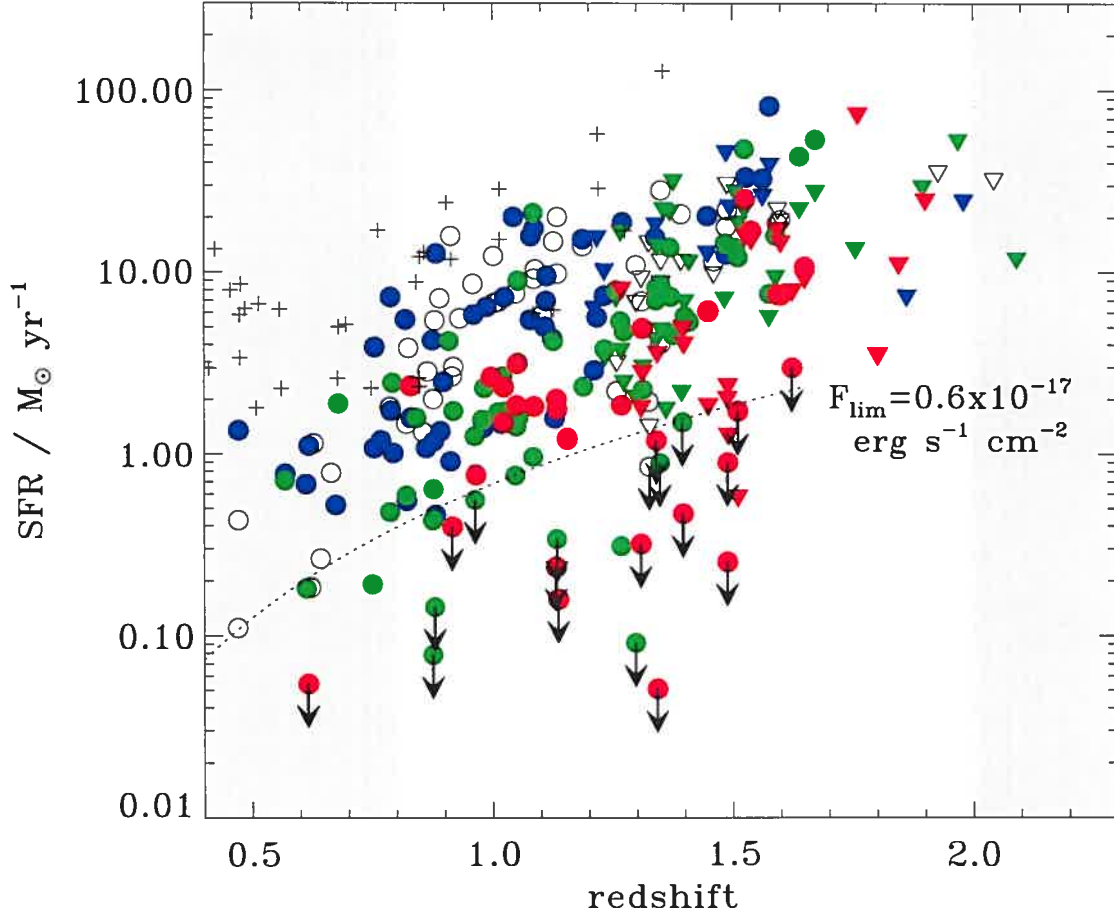


FIG. 4.1 – SFR derived from $L([\text{OII}])$ (circles) and from $L(2000\text{\AA})$ (triangles). The values are corrected for obscuration by dust using $A_{H\alpha} = 1$ for emission-line measurements and $A_V = 1$ for UV continuum measurements ($A_{2000} = 2.2$). The open symbols show objects with $K_s > 20.6$ and the symbols color is keyed to the mass bin in which the object belongs: $10^9 M_\odot < M_\star < 10^{10.2} M_\odot$ (blue); $10^{10.2} M_\odot < M_\star < 10^{10.8} M_\odot$ (green) and $10^{10.8} M_\odot < M_\star < 10^{11.5} M_\odot$ (red). The cases where $[\text{OII}]$ emission is not formally detected are illustrated with upper limit symbols. The objects with no formal $[\text{OII}]$ detection allow us to estimate our $[\text{OII}]$ flux sensitivity limit $< 0.6 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (dotted line). A subsample of X-ray star-forming galaxies from HDF-N and CHANDRA data are shown as a comparison (plus symbols, from Cohen (2003)). The points outside our target redshift range (gray area) are not used in subsequent analysis.

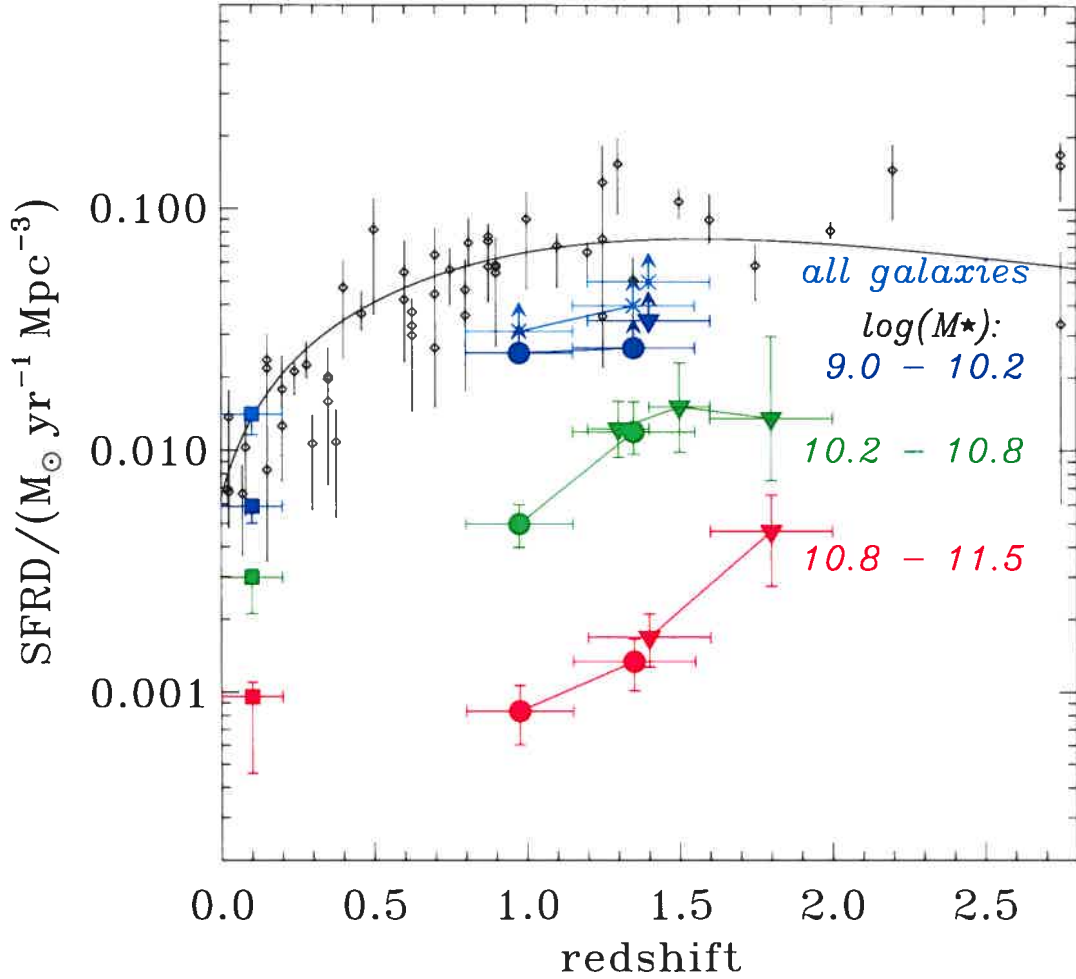


FIG. 4.2 – SFRD derived from $L([\text{OII}])$ (circles) and from $L(2000\text{\AA})$ (triangles). The symbols are color-coded with the mass ranges as in Figure 1. The error bars in redshift show the width of the redshift bins used. The error bars in SFRD combine shot noise and mass-completeness corrections. Both the sampling and the spectroscopic completeness corrections were applied. The squares are the values found locally by Brinchmann et al. (2004) converted according to our assumed IMF and dust correction. The compilation made by Hopkins (2004), where all the values are converted to a $(\Omega_M = 0.3, \Omega_{\Lambda} = 0.7, h = 0.7)$ cosmology, are overplotted with diamonds. The line is the fit derived by Cole et al.(2001) assuming $A_V = 0.6$ (solid line).

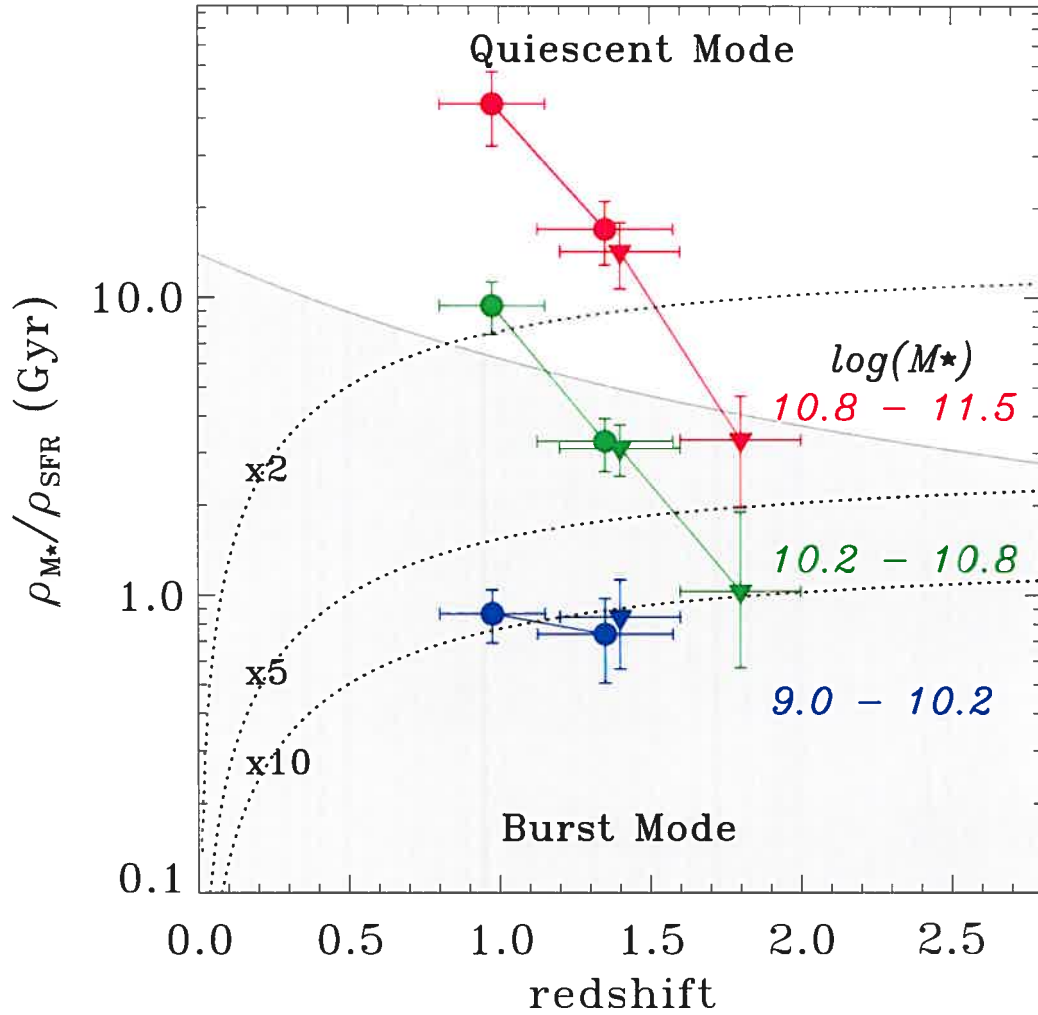


FIG. 4.3 – Characteristic timescale of stellar mass growth in galaxies. The SFRD is derived from $L(\text{[OII]})$ (circles) and from $L(2000\text{\AA})$ (triangles). The plotting symbols are keyed to the galaxy stellar mass as in Figures 1 & 2. The error bars in redshift show the width of the redshift bins used. The error bars in SFRD are statistical. The gray line shows the age of the universe in our adopted cosmology. It indicates the transition from quiescent SF mode to burst SF mode (gray area). Along the dotted lines, lookback time to the present allows galaxy stellar mass to increase by a factor of 2, 5 or 10, if the SFR *stays* constant, as labeled.

Chapitre 5

Discussion

Ce chapitre contient une discussion complémentaire à celle de l'article présenté dans le chapitre précédent. La première section traite de la comparaison entre les deux mesures du taux de naissance des étoiles. La section suivante contient une discussion du facteur d'incertitude le plus important, le contenu en poussière des galaxies. Finalement, une discussion supplémentaire intègre quelques résultats publiés après l'article Juneau et al. (2005).

5.1 Comparaison des indicateurs du taux de formation d'étoiles

Dans l'article (Chapitre 4), il est mentionné que les valeurs du taux de formation d'étoiles obtenues avec les deux indicateurs utilisés, soient $\text{TFE}([\text{OII}])$ et $\text{TFE}(M_{2000})$, montrent un bon accord général. Plus de détails sur la relation entre les deux indicateurs peuvent être tirés de la Figure 5.1. Le trait plein montre la relation d'égalité. La différence entre les longueurs d'onde des deux indicateurs implique que les valeurs de TFE changent de façon différente pour une variation d'extinction donnée ($\text{TFE}(M_{2000})$ possède une plus grande susceptibilité à la poussière). Les zones ombragées signalent le déplacement de la relation entre les deux mesures du TFE pour une obscuration par la poussière variant par $\pm 0,5$ mag (zone en gris foncé) ou pouvant aller jusqu'à ± 1 mag (zone en gris pâle). Le cas limite où $A_V = 0$ correspond au trait définissant l'enveloppe supérieure de la région en gris pâle. L'écart défini par cette région ($0 < A_V < 2$ mag) englobe $\sim 70\%$ des points de la figure.

Certains spectres ont un rapport signal-sur-bruit insuffisant pour mesurer l'intensité réelle de la raie $[\text{OII}]$. Il s'agit surtout de galaxies montrant peu d'indices de formation stellaire récente et dont le flux intégré $F([\text{OII}])$ est sous la limite de détection montrée à la Figure 4.1. Ces cas sont illustrés avec des symboles de limite supérieure (flèche vers le bas). S'il est vrai que la formation d'étoiles a cessé dans ces galaxies, il se peut qu'il y ait tout de même un excès de photons dans le régime UV comme discuté précédemment (Section 1.2). Ceci pourrait expliquer pourquoi certains objets avec $\text{TFE}([\text{OII}]) < 1M_{\odot}/\text{an}$ ont une valeur $\text{TFE}(M_{2000})$ beaucoup plus grande. On s'attend alors à ce que ces $\text{TFE}(M_{2000})$ soient en excès de la valeur

réelle du taux de formation d'étoiles instantané et représentent plutôt le taux de formation d'étoiles tel qu'il était il y a un million d'années. Cet effet a été partiellement corrigé en appliquant des modèles de populations stellaires pour estimer la contribution des étoiles plus âgées à la lumière UV. Si la correction estimée ainsi dépasse 50% de la valeur originale, les points sont montrés comme une limite supérieure de $\text{TFE}(M_{2000})$ (flèches vers la gauche).

Dans tous les cas, la valeur du taux de formation d'étoiles associé à ces points est négligeable par rapport au taux de formation d'étoiles des galaxies dans le même élément de volume (se rappeler que les données sont présentées avec une échelle logarithmique), donc leur inclusion dans l'échantillon n'affecte pas les résultats principaux.

En résumé, les deux indicateurs du taux de formation d'étoiles utilisés dans la présente étude concordent de façon satisfaisante (en moyenne). Il est raisonnable de poser l'hypothèse que la dispersion des points provient des variations du contenu en poussière des galaxies individuelles (exemples dans la Section 5.2) ou de l'historique de formation d'étoiles, en particulier le temps de l'observation par rapport à l'événement de formation stellaire. L'accord des valeurs moyennes est mis en évidence dans les quantités globales montrées dans les Figures 4.2 et 4.3.

5.2 Obscuration par la poussière interstellaire

La poussière interstellaire absorbe de la lumière émise dans les régimes ultraviolet et visible. Cette absorption réchauffe les grains de poussière et se traduit ensuite en une émission dans l'infrarouge thermique ($\lambda > 100 \mu\text{m}$). Les deux implications principales pour la mesure du taux de formation d'étoiles sont la perte de signal UV et visible et l'excès de signal dans l'IR thermique. Nous allons ici nous intéresser au premier aspect puisqu'il influence directement nos résultats. Une partie de la lumière qui trace la formation de nouvelles étoiles est absorbée par la poussière et donc n'atteint pas les détecteurs. Il s'avère donc nécessaire de corriger les mesures pour tenir compte de cet effet.

Étant donnée sa sélection préférentielle pour les galaxies dont la lumière paraît rouge, l'échantillon du GDDS comprend des systèmes qui sont soit très obscurcis par la poussière, soit dominés par des populations stellaires âgées. Le premier cas correspond à des galaxies qui auront une valeur d'extinction plus grande que celle utilisée. Comme mentionné dans l'article (Chapitre 4), si l'extinction par la poussière est plus importante par 1 magnitude, les valeurs du taux de formation d'étoiles augmentent d'un facteur 2,5.

En particulier, un article récent de la collaboration du GDDS (Savaglio et al. 2005, soumis à ApJ) met en évidence qu'un sous-échantillon à faible décalage spectral $0,4 < z < 1$ souffre d'une obscurtion dans le visible de l'ordre de $A_V = 2,2$ mag. Cet estimé provient de l'utilisation du décrement de Balmer $H\beta/H\gamma$. La Figure 5.2 tirée de cet article illustre la procédure suivie. Dans les régions HII, les transitions de la série de Balmer résultent en des raies d'émission. Cependant, les étoiles de type intermédiaire, c'est-à-dire de type spectral B

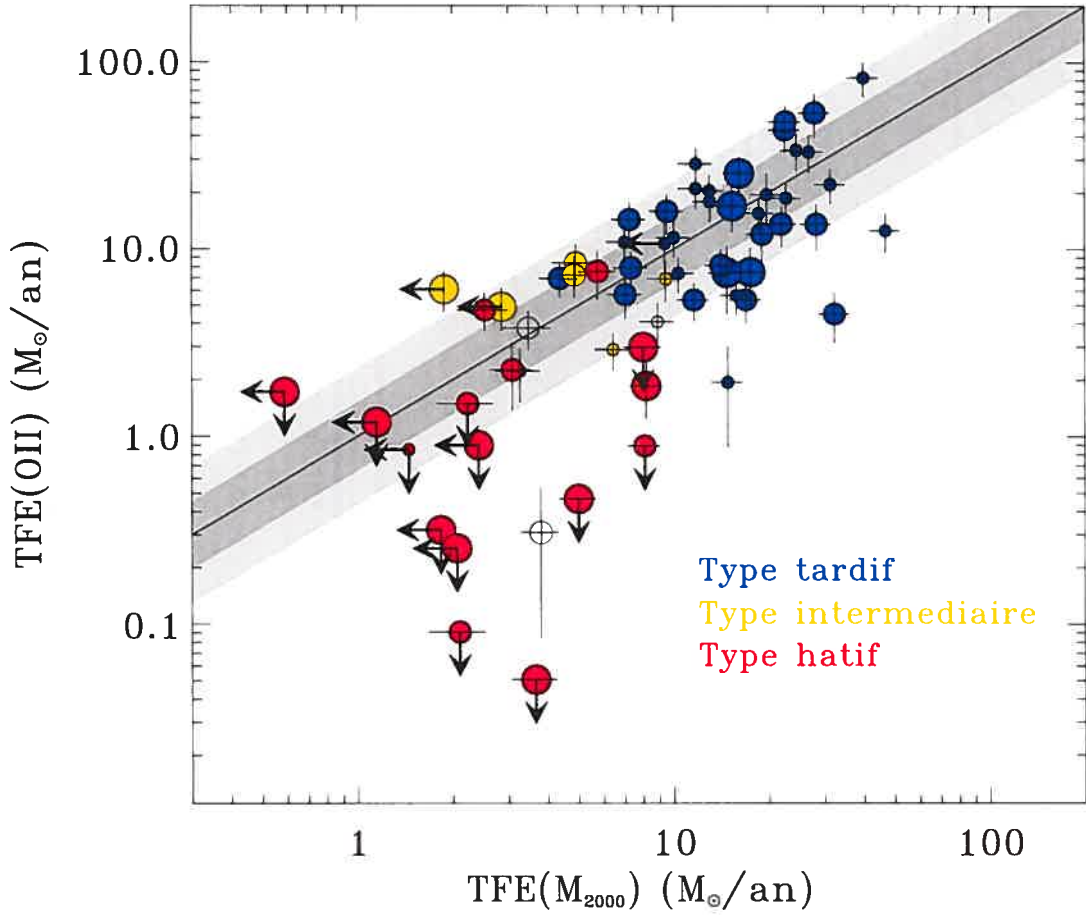


FIG. 5.1 – Correspondance entre $\text{TFE}([\text{OII}])$ et $\text{TFE}(M_{2000})$ pour les galaxies avec les deux mesures, c'est-à-dire celles situées à un décalage spectral $1,2 < z < 2,1$. Le trait plein montre la relation d'égalité des mesures. Les zones ombragées signalent le déplacement de cette relation pour une extinction variant par $\pm 0,5$ mag (zone en gris foncé) ou pouvant aller jusqu'à ± 1 mag (zone en gris pâle) (voir le texte). La taille des symboles indique l'intervalle de masse stellaire des galaxies comme dans l'article alors que la couleur des symboles représente le type spectral tel que défini dans la Section 2.2. Les flèches représentent les limites supérieures sur les mesures (plus de détails dans le texte).

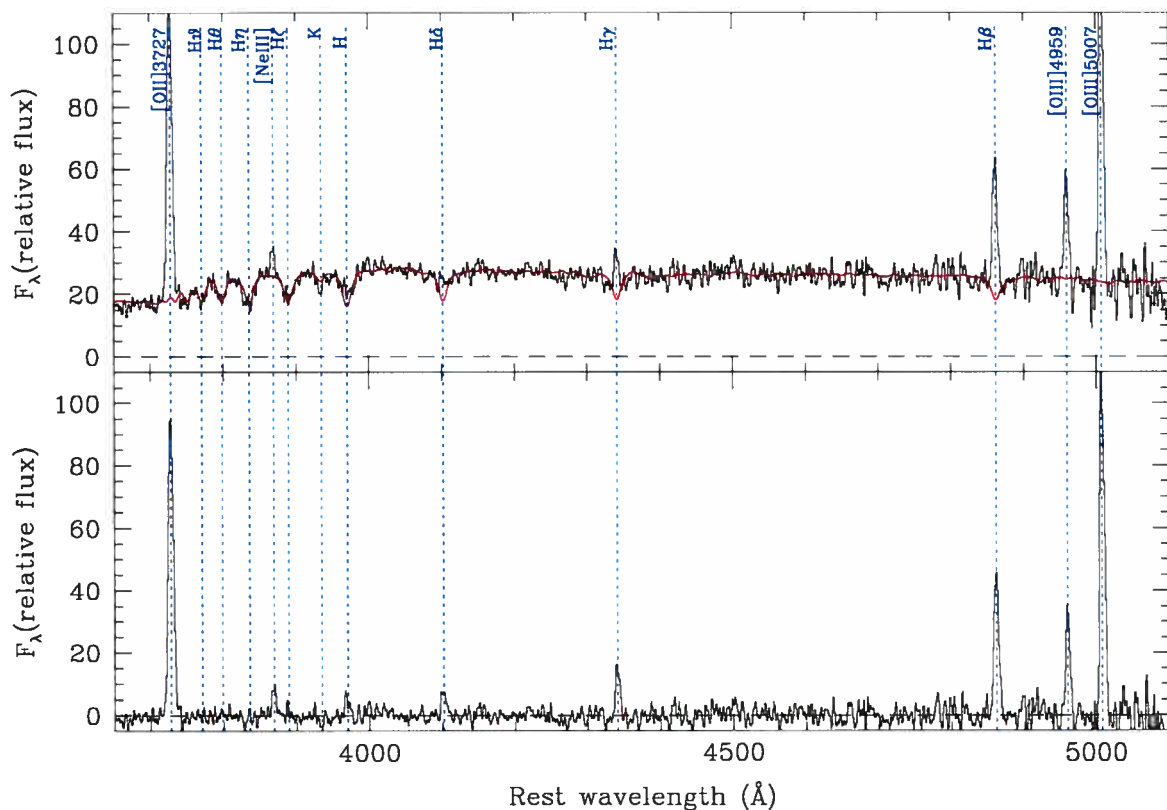


FIG. 5.2 – Spectre composite de 26 galaxies GDDS à $0,4 < z < 1$. Les lignes verticales pointillées indiquent quelques signatures spectrales d'intérêt. Dans le panneau supérieur, le spectre en rouge correspond au meilleur modèle de la composante stellaire du spectre (continu et raies d'absorption), obtenu pour une population d'étoiles âgée de 50 millions d'années avec une extinction visuelle stellaire $A_V^* = 1,4$. Le panneau inférieur montre les raies d'émission après la soustraction du continu stellaire et des raies d'absorption. Les flux mesurés sur ce spectre permettent d'utiliser la méthode du décrement de Balmer (voir le texte). Figure tirée de Savaglio et al (accepté pour publication dans *ApJ*).

à G, ont des raies d'absorption à ces mêmes longueurs d'onde. Il importe donc de séparer ces deux composantes afin de calculer le rapport entre les raies d'*émission*, qui définissent le décrétement de Balmer. La première étape consiste à mesurer l'absorption stellaire et à compenser pour cette perte de signal. Différents modèles de populations stellaires ont été appliqués à un spectre composite de 26 galaxies à $0,4 < z < 1$ afin de déterminer celui qui concorde le mieux avec le continu stellaire et les raies d'absorption (population stellaire âgée de 50 millions d'années avec extinction stellaire $A_V^* = 1,4$ magnitudes, voir le trait en rouge dans le panneau supérieur de la Figure 5.2). Ensuite, le modèle du continu stellaire avec absorption de Balmer est soustrait au spectre pour ne laisser que les raies d'émission (panneau inférieur de la Figure 5.2). Le rapport des flux des raies d'émission $H\beta$ et $H\gamma$ est comparé à la valeur théorique afin de déterminer le niveau d'obscurité par la poussière. La valeur trouvée, $A_V = 2,2$ mag est plus importante que celle utilisée par Lilly et al (2003), $A_V = 1$, et par Calzetti (1997), $A_V = 1,35$. Ceci suggère que, étant en moyenne plus massives et plus riches en métaux que les galaxies à sursaut de formation d'étoiles étudiées par Calzetti et al et les galaxies sélectionnées en UV étudiées par Lilly et al, les galaxies du GDDS ont un contenu en poussière plus important.

Cette tendance des galaxies plus massives à avoir une plus grande obscurité se retrouve également dans une étude de Brinchmann et al (2004). Ces auteurs suggèrent que les valeurs probables d'extinction des galaxies du SDSS varient en fonction de la masse stellaire des galaxies. Au lieu d'ajuster un modèle unique de populations stellaires aux galaxies, l'équipe conserve la distribution de probabilité de chaque paramètre, dont le paramètre $A_{H\alpha}$, l'obscurité par la poussière du signal de la raie d'émission $H\alpha$. Les valeurs de $A_{H\alpha}$ les plus probables changent selon la masse sous forme d'étoiles des galaxies de façon à ce que les galaxies les plus massives aient une extinction plus grande (avec une probabilité maximale à $A_{H\alpha} = 2$ mag pour les galaxies de masse $> 10^{11} M_\odot$). En contrepartie, les galaxies moins massives souffrent moins de l'obscurité par la poussière, voire $A_{H\alpha} \rightarrow 0$ pour $M_* < 10^8 M_\odot$. Ces résultats sont obtenus à faible décalage spectral, $z_{median} = 0.1$, et leur validité à haut décalage spectral n'est pas connue. Ainsi, ils n'ont pas été appliqués dans cette étude.

5.3 Évolution des galaxies

Le contexte historique des recherches parues antérieurement à l'article de Juneau et al (2005) a été présenté dans les Sections 1.3 et 4.2. Cette section énumère quelques résultats publiés ultérieurement. L'accent est mis sur quelques travaux visant à améliorer les connaissances actuelles à propos de l'évolution des galaxies.

Un aspect important est l'époque de formation des galaxies et, s'il y a lieu, sa relation avec des facteurs comme la masse des galaxies, leur type, leur environnement ou autre. Une étude qui donne des contraintes sur l'époque de la formation des galaxies massives est celle de Labbé et al (2005). Les auteurs s'intéressent à des galaxies à décalage spectral $z > 2$. Notamment, ils

construisent un échantillon de galaxies qu'ils surnomment galaxies rouges et distantes (GRD) dû à leur couleur rouge entre les bandes spectrales $J_s - K_s$ ($> 2,3$). Une conclusion intéressante qui découle de leurs travaux est que les GRD montrant le moins d'activité de formation stellaire sont parmi les plus massives de leur échantillon. Aussi, les modèles d'historique de formation d'étoiles appliqués suggèrent que ces galaxies ont une époque de formation correspondant à $z > 5$. Ces travaux contribuent à repousser la formation d'un nombre de galaxies de grande masse à une époque très reculée, comme suggéré par mes résultats. D'ailleurs, l'article de Cimatti et al (2004) et le quatrième article de la collaboration du GDDS (McCarthy et al 2004) avaient déjà souligné la présence de telles galaxies massives avec une activité de formation stellaire atténuée à $z = 1 - 2$. Le fait que des systèmes de ce genre existent à $z = 2 - 3$ ramène la question de l'origine du déclin subit du taux de formation d'étoiles tôt dans l'histoire du cosmos ($z > 5$).

Dans leur article, Bundy et al (2005) combinent l'information sur la masse stellaire des galaxies avec leur type morphologique pour révéler des indices supplémentaires sur l'évolution des galaxies. La fonction de masse stellaire des galaxies qu'ils calculent montre une évolution très faible de la distribution des galaxies les plus massives entre $z = 1$ et $z = 0$. Ceci suggère que, durant cette époque, la plupart de l'activité de formation stellaire observée et la croissance de masse stellaire qui lui est associée se produisent dans des systèmes de masse inférieure. Cette interprétation supporte le modèle appelé *downsizing* de l'assemblage de la masse sous forme d'étoiles des galaxies. Ce terme a été introduit par Cowie (1996) et décrit un processus par lequel les systèmes de plus grande masse se forment d'abord et les systèmes de masse de plus en plus petite s'assemblent à mesure que l'on progresse dans l'évolution de l'univers.

L'analyse de Bundy et al (2005) est poussée plus loin en effectuant la décomposition de l'échantillon selon trois types morphologiques généraux, selon que les galaxies soient elliptiques, spirales ou irrégulières. Cette démarche met en évidence que malgré la quasi-constance de la densité de galaxies massives entre $z = 1$ et $z = 0$, la composition morphologique de ces galaxies change significativement. En effet, les auteurs décrivent qu'à $z = 1$ le mélange de morphologies est distribué assez également entre les trois types, tandis qu'à partir de $z < 0,3$, la morphologie elliptique domine nettement. Il était déjà largement reconnu que la plupart des galaxies massives de l'univers local sont elliptiques. Cependant, les mesures quantitatives de Bundy et al (2005) permettent une analyse plus approfondie. D'un côté, la croissance de la fonction de masse stellaire des galaxies elliptiques augmente par un facteur ≤ 2 . D'un autre côté, la densité du nombre de galaxies de type elliptique augmente d'un facteur 3 alors que celle des galaxies de types spiral et irrégulier diminue. Les auteurs en concluent qu'il doit y avoir un changement de morphologie qui résulte en la transformation de systèmes spiraux et irréguliers en systèmes elliptiques. Les hypothèses mentionnées sont la fusion de galaxies et la disparition graduelle de la composante disque de certaines galaxies.

Chapitre 6

Sommaire et conclusion

Ce chapitre résume les travaux présentés dans ce mémoire. Les conclusions principales de l'article du Chapitre 4 sont réitérées. Enfin, des perspectives de travaux susceptibles d'améliorer les résultats et de fournir plus de renseignements sur l'évolution des galaxies sont données.

6.1 Combien d'étoiles naissent chaque année ?

Le taux de formation d'étoiles est déterminé pour un sous-ensemble de galaxies observées lors du programme *Gemini Deep Deep Survey*. L'échantillon choisi couvre l'intervalle de décalage spectral $0,8 < z < 2$, ce qui correspond à une époque à laquelle l'univers passe de $1/4$ à $1/2$ de son âge. Les indicateurs disponibles pour estimer le taux de formation d'étoiles sont la raie d'émission $[\text{OII}]\lambda 3727\text{\AA}$ et le continu stellaire dans l'ultraviolet ($\lambda = 2000\text{\AA}$). Pour la première méthode, le flux de la raie est mesuré directement à partir des spectres des galaxies, qui ont préalablement été étalonnés en longueur d'onde et en flux avec le logiciel iGDDS. La raie est observable dans la lumière visible pour un décalage spectral limité à $z < 1,6$. Quant à la deuxième méthode, le continu UV est estimé à partir de la photométrie, qui donne le signal mesuré dans différents filtres donc différents intervalles de longueur d'ondes. Une formule empirique déterminée par l'équipe GDDS permet de calculer la magnitude absolue à une longueur d'onde $\lambda = 2000\text{\AA}$ dans le référentiel local. Le choix des bandes spectrales passantes V et I limite l'application de la formule à des galaxies situées à $1,2 < z < 2,1$.

L'utilisation simultanée des deux indicateurs mentionnés ci-dessus est possible à l'intérieur de l'intervalle $1,2 < z < 1,6$. Ceci permet de tester la concordance des résultats à l'intérieur de l'échantillon et ainsi d'évaluer la validité des hypothèses et des relations de taux de formation d'étoiles utilisées. Comme dans la plupart des tests de calibrage d'estimateurs de taux de formation d'étoiles, on trouve une bonne concordance moyenne avec une grande dispersion des valeurs individuelles (Figure 5.1). La dispersion peut être attribuée à la combinaison de plusieurs facteurs dont l'utilisation d'une valeur constante pour la correction de l'obscurité

par la poussière et le moment où les galaxies sont observées par rapport à leur historique de formation d'étoiles. En réalité, il est connu que les galaxies ont des grandes variations de contenu en poussière interstellaire selon leur âge, leur masse, leur métallicité, etc. Alors que l'utilisation d'une valeur constante pour l'obscurité par la poussière peut être acceptable pour un gros échantillon d'objets, elle doit être appliquée avec précaution pour les objets individuels. C'est pourquoi l'analyse des valeurs individuelles du taux de formation d'étoiles n'est pas poussée plus loin et l'accent est mis sur le taux *global* de formation d'étoiles dans l'univers.

La conclusion principale de l'étude des galaxies individuelles est une augmentation du taux de formation d'étoiles dans celles-ci lorsqu'on recule dans le passé de l'univers. En particulier, on voit une augmentation d'un facteur 10 en reculant de $z = 0.8$ à $z = 1.8$, ce qui couvre une époque d'environ 3 milliards d'années, soit près de 1/4 de l'âge de l'univers.

6.2 Est-ce que les galaxies les plus massives se sont formées en premier ?

Le calcul de la densité du taux de formation d'étoiles par élément de volume a été réalisé avec succès à l'aide de la méthode $1/V_{max}$. L'époque entre $z = 0.8$ et $z = 2$ est divisée en trois éléments de volume afin d'étudier l'évolution de la formation des étoiles dans les galaxies au cours de l'histoire cosmique. De nombreux travaux visant à déterminer l'historique de la formation des étoiles dans l'univers ont été publiés dans la dernière décennie (voir Hopkins 2004 pour un relevé de 33 études réalisées entre 1996 et 2004). Une approche nouvelle apportée par la présente étude est la division des galaxies selon leur masse sous forme d'étoiles. La totalité de la masse stellaire d'une galaxie est l'intégrale du taux de naissance des étoiles dans cette galaxie depuis sa formation. Donc, combiner cette information avec le taux de formation d'étoiles instantané fournit davantage d'indices au sujet de l'évolution des galaxies.

Par ses critères de sélection, le projet GDDS n'est pas autant biaisé vers les galaxies qui sont brillantes dans l'UV dû à un taux de formation d'étoiles important. En fait, la sélection préférentielle pour les galaxies qui apparaissent rouges dans la couleur $I - K_s$ tend à rejeter une fraction importante des galaxies brillantes en UV. En termes des paramètres décrits à la Section 3.4, certaines galaxies auraient un poids d'échantillonnage $w = 0$ et manqueraient donc totalement de contribuer à la densité du taux de formation d'étoiles. On s'attend donc à ce que le taux global de formation d'étoiles obtenu pour l'ensemble des galaxies du GDDS soit une sous-estimation de la valeur réelle, ce qui est indiqué par la comparaison avec les valeurs recensées dans la littérature (courbe *all galaxies* de la Figure 4.2). Cependant, le comportement global est semblable, c'est-à-dire que le taux de formation d'étoiles augmente alors qu'on recule dans le temps.

Un des résultats clés présentés dans ce mémoire est la différence très nette du comporte-

ment du taux de formation d'étoiles dans les galaxies selon la masse en étoiles des galaxies. Alors que les galaxies les plus massives présentent un niveau d'activité de formation stellaire plus faible que les galaxies de plus petite masse stellaire, la courbe de l'évolution temporelle indique une augmentation importante de cette activité dans le passé de l'univers. En effet, les résultats obtenus suggèrent que les galaxies les plus massives ($M_\star > 10^{10,8} M_\odot$) ont formé la plupart de leurs étoiles très tôt, alors que l'univers a moins de trois milliards d'années. Quant aux galaxies de masse intermédiaire ($10^{10,2} < M_\star < 10^{10,8} M_\odot$), l'époque d'activité maximale de formation stellaire a lieu deux milliards d'années plus tard. Enfin, le pic du taux de formation d'étoiles des galaxies les moins massives ($M_\star < 10^{10,2} M_\odot$) se produit encore plus tard. En fait, la définition du temps caractéristique de formation d'étoiles, $t_{TFE} = \rho_{M\star}/\rho_{TFE}$, permet d'identifier une époque de transition à laquelle les galaxies passent d'un mode *actif* de formation d'étoile vers un mode *atténué* (Figure 4.3). Les résultats suggèrent que la formation des étoiles dans les galaxies s'est produite dans les galaxies les plus massives d'abord et successivement dans les galaxies de masse stellaire de plus en plus petite.

6.3 Perspectives

Les projets observationnels, comme le *Gemini Deep Deep Survey*, permettent de placer des contraintes sur les modèles de formation et d'évolution des galaxies. Entre autres, l'évolution de l'époque de la formation des étoiles dans les galaxies vers le bas de l'échelle de masse stellaire des galaxies est communément appelée *downsizing* après la suggestion originale de ce phénomène par Cowie (1996). Ce scénario va à l'encontre des premiers modèles de formation de galaxies dits *hiérarchiques*. Selon ces derniers, les entités de plus petite masse se forment d'abord et se fusionnent ensemble pour donner lieu à des systèmes de masse et taille de plus en plus importantes. Bien que les modèles hiérarchiques Λ CDM¹ expliquent bien la distribution de la matière sombre dans l'univers, ils comportent plusieurs lacunes du point de vue des prédictions au sujet de l'évolution des galaxies. Cependant, les modèles sont révisés et incluent maintenant des phénomènes favorisant la formation des galaxies plus massives plus tôt dans l'univers. Les nouveaux modèles invoquent la suppression de l'activité de formation stellaire des galaxies lorsqu'elles atteignent un certain seuil de masse stellaire. Le défi à relever est l'identification du ou des phénomènes physiques responsables de cette suppression. Certains ont suggéré une rétroaction des noyaux galactiques actifs, qui pourraient par exemple expulser le gaz nécessaire à la formation d'étoiles, mais il s'agit encore de spéculations.

Du point de vue observationnel, la myriade de résultats² découlant du programme SDSS est une excellente illustration de l'utilité de gros échantillons de galaxies pour comprendre leurs

¹Modèle selon lequel l'univers est constitué de *Cold Dark Matter*, ou matière sombre froide, et dominé par l'énergie sombre, qui est paramétrisée par la constante cosmologique Λ .

²La page web <http://www.sdss.org/publications/index.html> présente une compilation de plus de 200 articles publiés par les membres de la collaboration SDSS entre 1999 et 2005, et plus d'une centaine de publications basées sur les données SDSS, mais rédigées à l'extérieur du cadre de la collaboration SDSS.

propriétés et aussi en apprendre sur leur évolution (Brinchmann et al 2004, Kauffmann et al 2003a,b, Tremonti et al 2004). On peut donc s'attendre à ce que la construction d'échantillons d'une telle échelle, mais à décalage spectral plus grand pourra contribuer à élucider certains mystères de l'évolution des galaxies. Par exemple, il serait très intéressant de trancher la question du modèle de formation et d'évolution de galaxies le plus représentatif de la réalité. Ceci pourrait permettre d'en apprendre sur l'*arbre généalogique* de notre propre galaxie. Quels sont ses ancêtres ?

Remerciements

Je remercie mes superviseurs René Doyon et Daniel Nadeau pour leur aide et leur soutien tout au long de mon parcours. Je leur suis reconnaissante pour leur patience et leur compréhension. Je souligne la collaboration très importante de David Crampton en tant que co-superviseur. Entre autres, j'apprécie son accueil à l'Institut Herzberg d'astrophysique et l'inspiration qui a donné le jour à ce projet.

Je voudrais souligner l'aide constante des membres de l'équipe du GDDS, qui m'ont permis d'apprécier les fruits d'une collaboration bien entretenue. Je remercie également Luc Simard pour ses précieux conseils à propos de l'article et du mémoire. Je souligne la collaboration de Jarle Brinchmann et Judith Cohen, qui ont généreusement accepté de me fournir des données pour l'article.

Enfin, je remercie Brendan Quiney pour son support jusqu'à la toute dernière minute.

Bibliographie

- Abraham, R. G. et al. 2004, AJ, 127, 2455 (Article I)
- Afonso, J., Hopkins, A., Mobasher, B., Almeida, C. 2003, ApJ, 597, 269
- Baldry, I. K & Glazebrook, K. 2003, ApJ, 593, 258
- Bell, E. F., et al. 2004, ApJ, 608, 752
- Bland-Hawthorn, J. 1995, Tridimensional Spectroscopic Methods in Astrophysics, ed. Comté & Marcelin, M., ASP Conf., 71, 369
- Blumenthal, G. R, Faber, S. M., Primack, J. R. & Rees, M. J. 1984, Nature, 311, 517
- Brinchmann, J. & Ellis, R. S. 2000, ApJ, 536, L77
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Tremonti, C., Kauffmann, G., Heckman, T. & Brinkmann, J. 2004, MNRAS, 351, 1151
- Bundy, K., Ellis, R. S. & Conselice, C. J. 2005, ApJ, 625, 621
- Calzetti, D., 2001, PASP, 113, 1449
- Calzetti, D., 1997, AJ, 113, 162
- Cimatti A. et al. 2004, Nature, 430, 184
- Cimatti A., Mignoli M., Daddi E. et al. 2002, A&A, 392, 395
- Chen, H.-W., et al. 2002, ApJ, 570, 54
- Cohen, J., 2003, ApJ, 598, 288
- Cole, S., et al. 2001, MNRAS, 326, 255
- Condon, J. J. 1989, ApJ, 338, 13
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, AJ, 112, 839
- Cuillandre et al. 1994, A&A, 281, 603
- Fontana, A., et al. 2004, A&A, 424, 23
- Fukugita, M., et al. 1996, AJ, 111, 1748
- Gallagher, J. S., Hunter, D. A., Bushouse, H. 1989, AJ, 97, 700
- Gallego, J., Zamorano, J., Aragón-Salamanca, A. & Rego, M. 1995, ApJ, 455, L1

- Glazebrook, K., et al, 2004, *Nature*, 430, 181 (Article III)
- Glazebrook K. & Bland-Hawthorn, J. 2001, *PASP*, 113, 197
- Glazebrook, K., Blake, C., Economou, F., Lilly, S. & Colless, M. 1999, *MNRAS*, 306, 843
- Haarsma, D. B., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., Richards, E. A. 2000, *ApJ*, 544, 641
- Heavens, A., Panter B., Jimenez, R. & Dunlop, J., 2004, *Nature*, 428, 625
- Hook, I. M. et al 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 1645
- Hopkins, A. M., 2004, *ApJ*, 615, 209
- Hopkins, A. M. et al, 2003, *ApJ*, 599, 971
- Hopkins, A. M., Irwin, M. J., Connolly, A. J. 2001, *ApJ*, 558, L31
- Jansen, R. A., Franx, M., Fabricant, D. 2001, *ApJ*, 551, 825
- Kauffmann G. et al., 2003, *MNRAS*, 341, 33
- Kauffmann G. et al., 2003, *MNRAS*, 341, 54
- Kennicutt Jr., R. C., 1983, *ApJ*, 272, 54
- Kennicutt Jr., R. C., 1992, *ApJ*, 388, 310
- Kennicutt Jr., R. C., 1998, *A&A*, 36, 189
- Kewley L. J., Jansen, R. A., Geller, M. J. 2005, *PASP*, 117, 227
- Kobulnick, H. A., & Kewley L. J. *ApJ*, 2004, 617, 240
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Labbé, I. et al. 2005, *ApJ*, 624, L81
- Labbé, I., et al. 2003, *ApJ*, 591, L95
- Lilly, S. J., Carollo, C. M., & Stockon, A. N. 2003, *ApJ*, 597, 730
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F. & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1
- Madau, P., Fergusson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C. & Fruchter, A., 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- McCarthy, P. J., et al. 2001, *ApJ*, 560, 131
- McCarthy, P. J., et al. 2004, *ApJ*, 614, L9 (Article IV)
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Research supported by the University of California, John Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 422 p.
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S., & Smith, G. 1979, *MNRAS*, 189, 95
- Peebles P. J. E., 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press, Princeton
- Rengarajan, T. N. & Mayya, Y. D. 2004, *Advances in Space Research*, 34, 675

- Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
- Savaglio, S., et al, 2005, ApJ, soumis (Article VII)
- Savaglio, S., et al, 2004, ApJ, 602, 51 (Article II)
- Scalo, J. M. 1986, Fundam. Cosmic Phys., 11, 1
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., Adelberger, K. L., 1996, ApJ, 462, L17
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M. & Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1
- Stockton, A., Canalizo, G. & Maihara, T. 2004, ApJ, 605, 37
- Sullivan, M. Treyer, M. A., Ellis, R. S., Bridges, T. J., Milliard B. & Donas, J. 2000, MNRAS, 312, 442
- Sullivan, M., Mobasher, B., Chan, B., Cram, L., Ellis, R., Treyer, M., Hopkins, A. 2001, ApJ, 558, 72
- Tremonti, C. et al. 2004, ApJ, 613, 898

Annexe A

Décalage spectral maximal z_{max}

En astronomie, la magnitude absolue d'une galaxie est une mesure de sa luminosité et se définit comme la magnitude apparente qu'aurait cette galaxie si elle était située à une distance de 10 pc. Pour relier la magnitude apparente d'une galaxie (m) à sa magnitude absolue (M), il faut entre autres connaître sa distance de luminosité d_L , qui permet de déterminer le module de distance MD :

$$MD \equiv 5\log(d_L) - 5 \quad (\text{A.1})$$

La relation entre les magnitudes apparente et absolue est :

$$m = M + MD + K \quad (\text{A.2})$$

où le paramètre K est la correction qui doit être appliquée pour tenir compte de la différence entre la longueur d'onde à laquelle le flux est émis par la galaxie ($\lambda/(1+z)$) et la longueur d'onde à laquelle le flux est mesuré (λ). La correction K est donnée par l'expression suivante :

$$K = -2,5\log \left[\frac{1}{(1+z)} \frac{L_{\lambda/(1+z)}}{L_{\lambda}} \right] \quad (\text{A.3})$$

Comme la correction K dépend du rapport des luminosités, et donc de la différence de flux, entre les bandes observée (λ) et émise ($\lambda/(1+z)$), elle varie d'une galaxie à l'autre et sa détermination requiert la connaissance de la distribution d'énergie spectrale de la galaxie. Dans le cas du GDDS, Karl Glazebrook a trouvé la forme la plus probable de la distribution d'énergie spectrale de chaque galaxie afin de déterminer la correction K . Il a ainsi pu calculer la magnitude absolue en bande K_s (M_{K_s}) de chaque galaxie du GDDS.

La figure A.1 a pour but d'illustrer le concept de la sélection d'un échantillon de galaxies à partir de la magnitude apparente en bande K_s (limite de détection fixée à 20,6 mag). Pour le but de l'illustration seulement, la correction K est négligée et les courbes représentent le changement de magnitude apparente K_s en fonction du décalage spectral z en ne tenant compte que du module de distance. Trois valeurs de la magnitude absolue M_{K_s} sont montrées

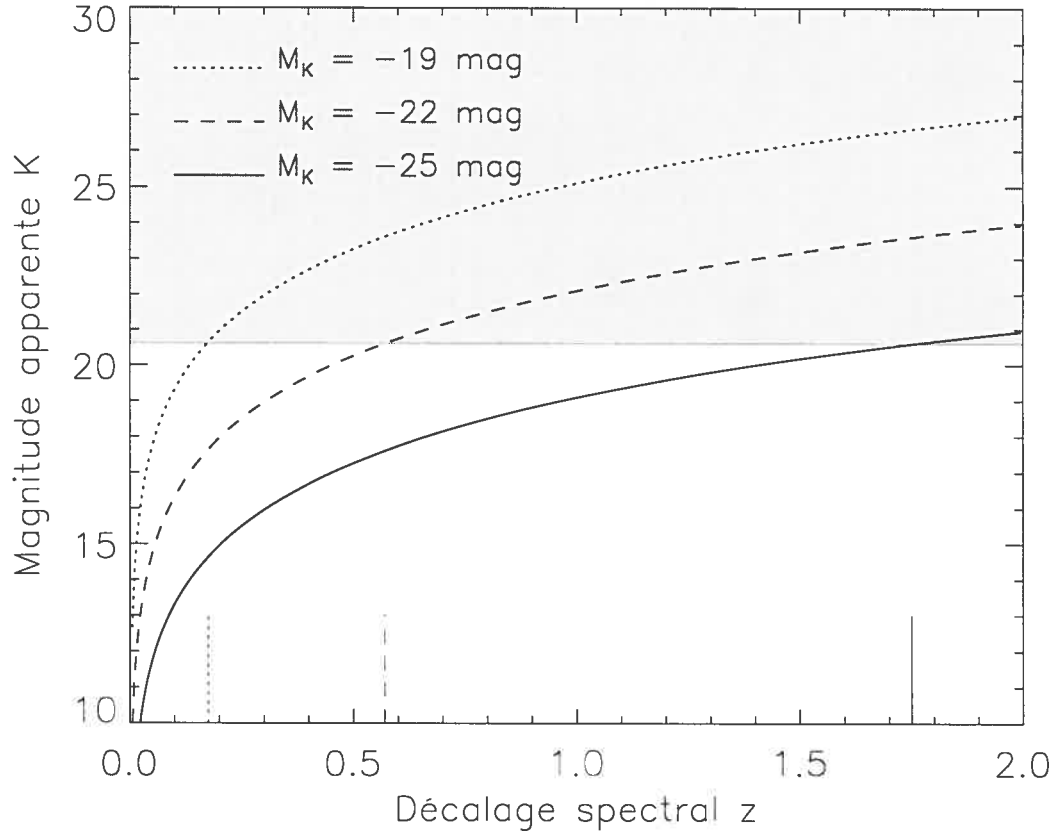


FIG. A.1 – Pour trois exemples de magnitude absolue M_{K_s} , la figure montre la variation de la magnitude apparente K_s (en ordonnée) avec le décalage spectral z (en abscisse). La correction K n'est pas incluse dans les calculs. La région ombragée montre ce qui est plus faible que la limite de détection, fixée ici à $K_s = 20,6$ mag.

afin de permettre une appréciation des grandeurs impliquées, c'est-à-dire la grandeur de la variation ΔM_{K_s} et la grandeur de l'intervalle Δz_{max} qui lui est associée. Le décalage spectral à partir duquel la galaxie apparaît plus faible que la magnitude apparente limite (intersection avec la zone ombragée) définit le z_{max} (trois traits verticaux sur la figure, associés aux trois courbes montrées).

